

# **Auswirkung lokaler Ionenimplantation auf Magnetowiderstand, Anisotropie und Magnetisierung**

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doctor rerum naturalium

(Dr. rer. nat.)

vorgelegt

der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Dresden

von

Julia Osten

geboren am 18.10.1985 in Berlin

Die Dissertation wurde in der Zeit von 03/2011 bis 08/2015 im Institut  
für Ionenstrahlphysik und Materialforschung am Helmholtz-Zentrum  
Dresden-Rossendorf e. V. angefertigt.

1. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Faßbender  
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e. V., Technische Universität Dresden
2. Gutachter: Prof. Dr. Jeffrey McCord  
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Datum der Verteidigung: 17.12.2015



Für Moritz Erwin, Frederik Wolfgang und Pascal.



# Abkürzungsverzeichnis und Symbolverzeichnis

$\phi$ .....	Winkel zwischen Strom und Magnetisierungsrichtung
$H_N$ .....	Nukleationsfeld
$H_P$ .....	Haftfeld (Schaltfeld)
$H_r$ .....	Umkehrfeld
$H_k$ .....	Anisotropiefeld des Ferromagneten
$H_s$ .....	Sättigungsfeld des Ferromagneten
$M_s$ .....	Magnetisierung im Sättigungsfeld
$R_0$ .....	Differenz der anisotropen Magnetowiderstände mit Feld parallel zum Strom und Feld senkrecht zum Strom.
$R_m$ .....	maximaler AMR eines quantitativen Domänenbildausschnitts
... $\mu\text{m}$ /... $\mu\text{m}$ .....	Breite des implantierten Streifens/Breite des nicht implantierten Streifens
BLS .....	Brillouin Lichtstreuung
DWR .....	Domänenwandwiderstand
FMR .....	Ferromagnetische Resonanz
FORC .....	Ummagnetisierungskurven erster Ordnung
MOKE .....	magnetooptischer Kerr-Effekt
$R(0)$ .....	Widerstand im Nullfeld
TFPI .....	Tandem-Fabry-Pérot-Interferometer
VSM .....	Vibrationsmagnetometrie
XMCD .....	Röntgenzirkulardichroismus
XRD .....	Röntgendiffraktometrie
XRR .....	Röntgenreflektometrie



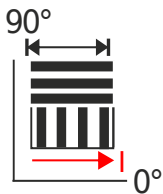
Richtung der induzierten Anisotropie



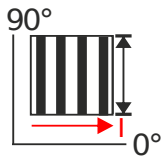
Richtung des angelegten Stromes



Richtung des statischen Magnetfeldes



Orientierung des Stromes und der Anisotropie bei zusammengesetzten Strukturen



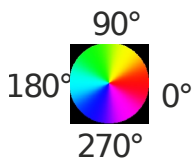
Orientierung des Stromes und der Anisotropie bei senkrechten Streifen



Farbcode der Magnetisierung für die Y-Sensitivität. Weiße (schwarze) Magnetisierung ist nach oben (unten) orientiert.



Farbcode der Magnetisierung der X-Sensitivität. Blaue (rote) Magnetisierung ist nach rechts (links) orientiert.



Farbcode der Magnetisierung für quantitative Bilder, jede Farbe entspricht einem Winkelwert. Sie basiert auf dem HSV Farbraum.



Pfeile kennzeichnen die mittlere Magnetisierungsrichtung



Kennzeichnung der implantierten (schwarz) und nicht implantierten Streifen (weiß) im Domänenbild.

# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den Auswirkungen der Ionenimplantation auf die Materialeigenschaften verschiedener magnetischer Probensysteme. Durch die Implantation mit Ionen kann man auf vielfältige Art und Weise die Eigenschaften von magnetischen Materialien modifizieren und maßschneidern, so zum Beispiel die Sättigungsmagnetisierung und die magnetische Anisotropie. Aus der Untersuchung von drei verschiedenen Probensystemen ergibt sich die Dreigliederung des Ergebnisteils.

Im ersten Teil der Arbeit, dem Hauptteil, wird die Strukturierung von Permalloyschichten durch Ionen und der Einfluss auf den anisotropen Magnetowiderstand (AMR) untersucht. Der AMR ist direkt abhängig von der Ausrichtung der Magnetisierung eines Materials zum angelegten Strom. Um die Magnetisierungsrichtung sichtbar zu machen wurde ein Kerrmikroskop benutzt. Dieses wurde im Rahmen dieser Arbeit technisch erweitert um gleichzeitig auch den AMR messen zu können. Damit war es erstmalig möglich den AMR und die magnetischen Domänenkonfigurationen direkt zu vergleichen. Durch eine weitere Modifikation des Kerrmikroskops ist es möglich quantitative Bilder eines kompletten Ummagnetisierungsvorganges zu messen. Es konnte gezeigt werden, dass der berechnete AMR des Bildausschnittes mit dem gemessenen übereinstimmt. Der AMR ist abhängig von der Streifenbreite, der Streifenausrichtung zum Strom, der Stärke der induzierten Anisotropie, dem angelegten Feldwinkel und der Sättigungsmagnetisierung. Im Fall von schmalen Streifen führt das zweistufige Schalten zu einem AMR-Maximum, wenn die Streifen mit der niedrigeren Sättigungsmagnetisierung geschaltet haben. Das Zusammensetzen der Streifenstruktur ermöglicht es den AMR gezielt zu manipulieren. Bei geringer induzierter Anisotropie sind verschiedene komplexe Domänen messbar, welche sich in einem asymmetrischen AMR widerspiegeln. So kann der AMR auf vielfältige Weise manipuliert und deren Abhängigkeit von den magnetischen Domänen mittels Kerrmikroskopie gemessen werden.

Im zweiten Teil wurde die Erzeugung eines Anisotropiegradienten durch Ionenimplantation in einem Speichermedium untersucht. Hierbei handelt es sich um eine Kooperation mit Peter Greene (University of California Davis) und Elke Arenholz (Lawrence Berkeley Laboratory). Nachdem die Ionenverteilung in dem Material mit TRIDYN simuliert wurde, erfolgte

eine Implantation in die oberen Schichten der Co/Pd Multilagen. Dieses hat eine Veränderung der magnetischen Anisotropie zur Folge. Die Ummagnetisierungskurven sind mit dem polaren magneto-optischen Kerr-Effekt (polaren MOKE) und Vibrationsmagnetometrie vermessen worden. Außerdem fand eine Strukturanalyse mit Röntgenreflektometrie und Röntgendiffraktometrie statt. Die abschließende Beurteilung des Schaltverhaltens erfolgte durch die Auswertung der Ummagnetisierungskurven erster Ordnung. Es ist uns gelungen die oberen Schichten durch die Implantation weichmagnetisch zu machen. Die darunterliegenden Schichten sind noch hartmagnetisch und das Material zeigt *exchange spring* Verhalten. Es erfüllt somit die Voraussetzungen, um als Speichermedium genutzt zu werden. Damit konnte erfolgreich gezeigt werden, dass man mit Ionenimplantation einen Anisotropiegradienten in einem Speichermedium erzeugen kann und dadurch das gewünschte Schaltverhalten erzeugt.

Im dritten Teil, in einem Projekt mit Björn Obry (TU Kaiserslautern), geht es um die Erzeugung eines Spinwellenleiters und eines magnonischen Kristalls durch die Ionenimplantation in Permalloy. Zur Herstellung des Spinwellenleiters und des magnonischen Kristalls macht man sich die lokale Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung durch die Implantation zu nutze. Es wurden Messungen mit dem polaren MOKE gemacht. Die Spinwellencharakterisierung ist mit dem Brillouin-Lichtstreuemikroskop durchgeführt worden. Es war möglich die Ionenimplantation zur Herstellung eines magnonischen Kristalls und eines Spinwellenleiters zu nutzen.

Das Verändern von magnetischen Materialeigenschaften durch Implantation eröffnet somit verschiedene Möglichkeiten. Mit Ionenimplantation kann man Permalloy so strukturieren, dass man den AMR gezielt manipulieren kann. Außerdem wurde Ionenimplantation genutzt um einen Anisotropiegradienten in einem Speichermedium zu erzeugen. Durch diesen Anisotropiegradienten konnte das Schaltverhalten gezielt modifiziert werden. Mit Hilfe von Ionenimplantation kann man auch ein magnonisches Kristall und einen Spinwellenleiter herstellen.

# Abstract

This thesis deals with magnetic modification of ferromagnetic films by ion implantation, such as induced changes of the magnetic anisotropy and changes in the saturation magnetization. Three different sample structures were investigated. Therefore the result section is divided into three parts.

The influence of ion induced magnetic patterning on the anisotropic magnetoresistance (AMR) is investigated in the first part. The AMR directly depends on the angle between the applied current and the magnetization of the material. To investigate this relationship a Kerr microscopy, for observing the magnetic domains was combined with resistance measurements. The measurements were performed on stripe patterned permalloy samples. This is the main part of the thesis.

The creation of an anisotropy gradient in a storage media by ion implantation is the topic of the second part. It was a collaborative project with Peter Greene (University of California Davis) and Elke Arenholz (Lawrence Berkeley Laboratory). The goal was to create a magnetic anisotropy gradient by introducing ions in the upper layer of the Co/Pd- multilayer. After TRIDYN simulations of the ion distribution, the implantation was performed and the magnetization curves were measured with polar magneto-optical Kerr effect and vibrating sample magnetometry. In addition to this, structural characterization was carried out by x-ray reflection and x-ray diffraction measurements. For the final determination of the switching behavior first order reversal curves were analyzed.

The aim of the third part was to create a spin wave guide and a magnonic crystal by local ion implantation. In this project with Björn Obry (TU Kaiserslautern) the characteristic of the ions to reduce the saturation magnetization in permalloy was used and the effect on the spin wave propagation was analyzed. Polar MOKE was performed to determine the saturation magnetization. Brillouin light scattering microscopy was used to analyze the spin wave behavior inside the material.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Ferromagnetismus . . . . .	5
2.2 Magnetische Domänen . . . . .	6
2.3 Magnetooptischer Kerr-Effekt . . . . .	9
2.4 Anisotroper Magnetowiderstand . . . . .	11
2.5 TRIDYN . . . . .	14
2.6 Spinwellen in magnonischen Kristallen . . . . .	14
2.7 Brillouin-Lichtstreuung . . . . .	15
<b>3 Experimentelle Details</b>	<b>17</b>
3.1 Duale Kerrmikroskopie mit gleichzeitiger Widerstandsmessung . . . . .	17
3.1.1 Realisierung von Kerrmikroskopie mit simultaner Widerstandsmessung	17
3.1.2 Erweiterung zur dualen Kerrmikroskopie . . . . .	19
3.2 Berechnung des Magnetowiderstandes . . . . .	22
3.3 Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) . . . . .	23
3.4 Vibrationsmagnetometrie (VSM) . . . . .	23
3.5 Röntgendiffraktometrie (XRD) . . . . .	24
3.6 Röntgenreflektometrie (XRR) . . . . .	25
3.7 Ummagnetisierungskurven erster Ordnung (FORC) . . . . .	25
3.8 Brillouin-Lichtstreumikroskopie (BLS) . . . . .	27
<b>4 Anisotroper Magnetowiderstand in Hybridproben</b>	<b>29</b>
4.1 Herstellung magnetischer Hybridproben durch Implantation . . . . .	29
4.2 AMR von unstrukturiertem Permalloy mit induzierter Anisotropie . . . . .	31

4.3	Modifikation des AMR durch Strukturierung . . . . .	32
4.3.1	Streifenstrukturen senkrecht zur Stromrichtung . . . . .	32
4.3.2	Zusammengesetzte Streifenstruktur senkrecht und parallel zur Stromrichtung . . . . .	41
4.3.3	Abhängigkeit des AMR von der Streifenbreite bei zusammengesetzten Streifenstrukturen . . . . .	42
4.4	Einfluss der reduzierten Sättigungsmagnetisierung auf den AMR . . . . .	46
4.5	Einfluss der Anisotropien auf den AMR . . . . .	49
4.6	Nutzung der AMR Berechnung zur gezielten Manipulation des Widerstandes	54
4.7	Abhängigkeit des AMR vom Feldwinkel . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Erzeugung eines Anisotropiegradienten durch Ionenimplantation</b>	<b>65</b>
5.1	Herstellung eines senkrecht zur Ebene magnetisierten Materials . . . . .	65
5.2	Simulation der Eindringtiefe der Ionen mit TRIDYN . . . . .	67
5.3	Messungen der Rauigkeit . . . . .	69
5.4	Messungen des Ummagnetisierungsverhalten . . . . .	71
5.5	Domänenbetrachtung und Schaltfeldverteilung . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Magnetisierungsveränderung durch Ionenimplantation</b>	<b>79</b>
6.1	Herstellung eines Spinwellenleiters und eines magnonischen Kristalls . . . . .	79
6.2	Messungen der Sättigungsmagnetisierung . . . . .	80
6.3	Messungen der Spinwellenfrequenz . . . . .	84
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>91</b>
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>95</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>111</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>113</b>

# 1 Einführung

Die Auswirkung von Ionenimplantation auf die magnetischen Eigenschaften von verschiedenen Probensystemen wurde untersucht. Die hierbei untersuchten Eigenschaften sind: der anisotrope Magnetowiderstand (AMR), das Schaltverhalten eines Speichermediums und der Einfluss der Sättigungsmagnetisierung auf die Spinwellenausbreitung.

## Magnetowiderstand

Der anisotrope Magnetowiderstand beschreibt die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Richtung der Magnetisierung zur Richtung des angelegten Stromes. Den AMR kann man ändern, indem man die Richtung der Magnetisierung modifiziert, beispielsweise durch magnetische Strukturierung. Bei magnetoresistiven Sensoren ändert sich der Ohmsche Widerstand eines ferromagnetischen Leiters, wenn sich die Magnetisierung des Materials verändert. Sie zeichnen sich durch Robustheit, Temperaturstabilität und einen günstigen Herstellungspreis aus. Magnetoresistive Sensoren finden eine breite Anwendung in der Automobilindustrie und Elektrotechnik [1]. Dort werden sie oft als Lage- und Drehzahlsensoren eingesetzt [2]. Eine weit verbreitete Variante der magnetoresistiven Sensoren basiert auf dem anisotropen Magnetowiderstand.

Um als Sensor nutzbar zu sein, muss das Material eine lineare Abhängigkeit des Widerstandes von der Messgröße aufweisen. Dieses wird bis jetzt durch das Aufbringen einer zusätzlichen metallischen Struktur erzielt. Ein Thema dieser Arbeit ist es auch, zu klären ob man durch Strukturierung das gewünschte Widerstandsverhalten erzeugen kann. Mit Ionenstrahlen ist es möglich, Strukturen magnetisch gezielt zu verändern, sodass eine magnetische Hybridstruktur entsteht. Als Material wurde eine Nickel-Eisen-Legierung (Permalloy) gewählt, welches aufgrund seiner geringen kristallinen Anisotropie extrem weich-magnetisch ist und daher ein ideales Material für die Sensorik darstellt. Die Implantation erfolgte mit Chrom-Ionen, um die Sättigungsmagnetisierung und somit das Schaltverhalten des Materials lokal zu manipulieren. Um den Zusammenhang zwischen lokaler Ausrichtung der Magnetisierung und der elektrischen Leitfähigkeit zu untersuchen, ist ein Verfahren zur simultanen Messung beider Größen

notwendig.

Um den AMR in Abhängigkeit der magnetischen Domänen untersuchen zu können, musste ein Aufbau realisiert werden, mit dem man simultan die magnetischen Domänen und den AMR aufnehmen kann. Dazu wurde ein Kerrmikroskop, mit dem man optisch die magnetischen Domänen sichtbar machen kann, um eine weitere Möglichkeit zur Widerstandsmessung erweitert. Dieser Aufbau konnte dann genutzt werden, um ein besseres Verständnis der Auswirkungen der verschiedenen Strukturierungsparameter auf den AMR zu gewinnen.

In der Arbeit wird erst auf die physikalischen Grundlagen eingegangen und dann die Erweiterung des Kerrmikroskops für die simultane Messung von magnetische Domänen und Widerstandsmessung beschrieben. Eine zweite Erweiterung des Mikroskops bestand darin, dass man jetzt zwei Empfindlichkeitsrichtungen der Magnetisierung zur gleichen Zeit aufnehmen kann. Im Ergebnisteil über die Hybridproben, Kapitel 4, werden die durchgeführten Messungen dargestellt.

Bis jetzt gab es keine Untersuchungen bei denen der AMR und die magnetischen Domänen simultan betrachtet wurden. Deshalb gilt es, Fragen zur Abhängigkeit der beiden Messgrößen voneinander zu beantworten. Kann man mit der durchgeführten Erweiterung des Mikroskops eine Korrelation der lokalen Domänenkonfiguration mit dem globalen AMR feststellen? Ist es möglich durch magnetische Strukturierung den AMR gezielt zu beeinflussen? Sind Abhängigkeiten von der Streifenbreite oder von der induzierten Anisotropie detektierbar? Wie hängt der AMR vom Feldwinkel ab, wenn eine Hybridstruktur vorliegt? Was für einen Effekt auf den AMR haben zusammengesetzte Streifenstrukturen im Vergleich zu einfachen Streifenstrukturen? Welchen Einfluss hat die Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung auf das Schaltverhalten und den AMR? Kann die Strukturierung genutzt werden um eine lineare Abhängigkeit des Widerstandes von einer Messgröße zu erzielen?

## **Anisotropiegradient**

Ein optimales Schaltverhalten eines Speichermediums ist durch moderate Schaltfelder und gleichzeitig sichere Datenspeicherung über einen möglichst langen Zeitraum gegeben. Um immer höhere Speicherdichten zu erreichen, muss jedoch die Bitgröße verkleinert werden. Ein Bit wird durch die Magnetisierung einer Struktureinheit repräsentiert (z. B. Domäne, Nanopartikel). Durch eine weitere Erhöhung der Speicherdichte sinkt die thermische Stabilität.

---

Ist das Volumen eines Bits zu klein, kann es thermisch instabil werden und die Speicherinformation geht verloren [3]. Um trotz eines sehr kleinen Volumens weiter thermisch stabil zu sein, muss das Material eine höhere Anisotropie besitzen [4]. Die erhöhte Anisotropie sollte so eingestellt werden, dass das Schaltfeld wieder oberhalb der thermischen Fluktuationen liegt, aber nicht so hoch, dass es vom Schaltkopf nicht mehr geschaltet werden kann. Cobalt-Palladium Multilagen sind ein in der Speicherindustrie häufig verwendetes Material. Es besitzt eine hohe Anisotropie senkrecht zur Probenebene.

Ziel des Speichermediumprojektes war es, das Material mit Ionen so zu modifizieren, dass man gleichzeitig die Information sicher speichern kann und dennoch ein Schalten mit moderaten Feldern möglich ist. Dies bedeutet, dass man mit Ionenbestrahlung die Anisotropie in den oberen Schichten reduziert, um ein Schalten bei geringeren Feldern zu ermöglichen. Durch die Austauschkopplung der oberen Schichten an die unteren Schichten soll das Schaltfeld der kompletten Probe gesenkt werden. In den nicht modifizierten Schichten ist die Anisotropie noch hoch und die Information somit weiterhin sicher gespeichert. Dieses Projekt über Speichermedien ist eine Kooperation mit Peter Greene von der University of California in Davis und Elke Arenholz vom Lawrence Berkeley Laboratory. Hierzu habe ich zuerst Simulationen zur Implantation in verschiedenen Co/Pd-Schichten mit verschiedenen Ionen unterschiedlicher Energie und Fluenz durchgeführt. Damit konnte vor der eigentlichen Implantation bestimmt werden, welche Parameter den gewünschten Anisotropiegradienten erzeugen. Mittels polaren MOKE sollten folgende Fragen beantwortet werden: Ist es mit Ionenimplantation möglich, dass die oberen Schichten weichmagnetisch werden? Und kann man dadurch ein Material herstellen, bei dem die Information in den hartmagnetischen unteren Schichten gesichert ist? Um die zweite Frage zu beantworten, hat Peter Greene VSM-Messungen durchgeführt und daraus FORC-Diagramme berechnet. Auch konnten mit den XMCD-Messungen von Elke Arenholz die oberen Schichten separat magnetisch charakterisiert werden. Sie hat auch Strukturuntersuchungen mittels XRR und XRD durchgeführt. Ich habe bei dieser Kooperation die Simulationen mit TRIDYN durchgeführt und darauf basierend Proben implantieren lassen. Nach der Implantation habe ich die polaren MOKE Messungen durchgeführt und ausgewertet.

## **Modifikation der Sättigungsmagnetisierung**

Eine Spinwelle beschreibt das kollektive magnetische Schwingen der Elektronen. Spinwellen könnten in Zukunft dafür genutzt werden Informationen zu transportieren [5]. Hierbei ist die Herausforderung die Herstellung eines Spinwellenleiters, in dem sich die Spinwellen definiert ausbreiten. Magnonische Kristalle sind Materialien, welche in mindestens einer magnetischen Eigenschaft periodisch variieren. Dabei liegt die Periodizität in der Größenordnung der

Wellenlänge der Spinwellen. Ihre künstlich erzeugte Struktur beeinflusst direkt das Ausbreitungsverhalten der Spinwellen. Magnonische Kristalle könnten für den Informationstransport in Computern relevant werden. Die Gründe liegen darin, dass sie im Gegensatz zu dem elektronischen Transport kaum Hitze erzeugen, weniger Energie benötigen, induktiv eingekoppelt werden können und die Taktfrequenz höher ist als bei Halbleitern [6,7]. Eine Herausforderung ist eine einfache und kostengünstige Herstellung dieser Materialien.

Reduziert man lokal die Sättigungsmagnetisierung so kann man Spinwellenleiter und magnonische Kristalle erzeugen. Kann man mittels Ionenimplantation einen Spinwellenleiter und ein magnonisches Kristall erzeugen? Um das zu überprüfen wurden Permalloy-Proben mit Chrom-Ionen implantiert. Zur Messung der Sättigungsmagnetisierung sind Untersuchungen auf Grundlage des polaren MOKE von mir durchgeführt worden. Die nachfolgenden Messungen mit dem Brillouin Lichtstreuemikroskop zur Verifizierung des modifizierten Spinwellenverhaltens sind von Björn Obry (TU Kaiserslautern) durchgeführt und ausgewertet worden.

Nachdem auf die Grundlagen im Kapitel 2 eingegangen wurde, werden in Kapitel 3 die experimentellen Details erläutert. Daran schließen sich die Ergebnisse aufgeteilt auf die drei verschiedenen Probensysteme (Kapitel 4, 5 und 6) an. Im Anhang sind Informationen zu den vermessenen Hybridproben und zusätzliche Kerrmikroskopie und AMR Messungen aufgelistet.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Ferromagnetismus

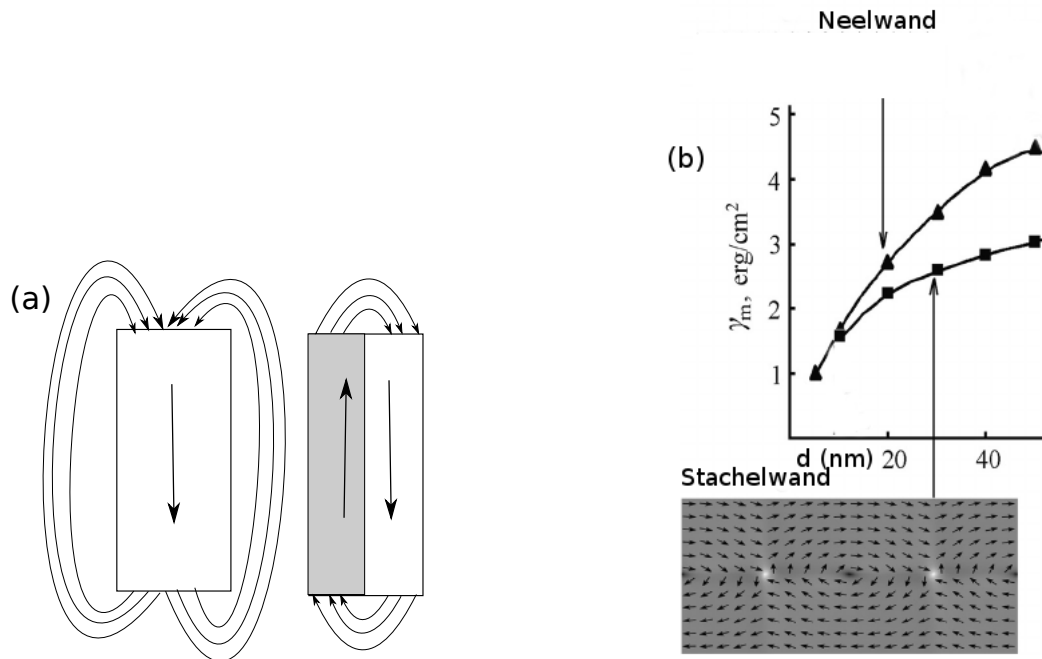
Ein Ferromagnet zeichnet sich durch eine resultierende Magnetisierung ohne angelegtes Feld und sein hysteretisches Verhalten aus. Damit ist gemeint, dass seine Magnetisierung abhängig von dem angelegten Feld und der Geschichte des Feldes ist [8]. Eine weitere typische Eigenschaft ist die Anisotropie. Damit ist die Vorzugsrichtung der Magnetisierung bezeichnet. Sie ist mitverantwortlich für die verschiedenen Ummagnetisierungskurven. Zur Anisotropie können die Form der magnetischen Struktur (Formanisotropie), die Oberfläche, die Grenzfläche, das Kristallfeld und weitere Parameter beitragen (ausführlich erklärt im Lehrbuch [9]). Eine magnetische Vorzugsrichtung kann auch durch ein angelegtes Feld während der Schichtherstellung induziert werden, es basiert auf kurzreichweitigen Ordnungseffekten [10].

Die Richtung der Magnetisierung ist bestrebt, sich so auszurichten, dass die freie Energie minimiert wird.

#### Freie Energie:

$$E = E_{uni} + E_F + E_{EX} + E_{Zeeman} \quad (2.1)$$

Im folgenden Abschnitt werden die für diese Arbeit wesentlichen Energiebeiträge kurz skizziert. Für andere Beiträge und eine ausführliche Diskussion wird auf die Literatur verwiesen [11]. Zu den Energien (s. Formel 2.1) eines Ferromagneten gehört die Energie, die aufgebracht werden muss um die Magnetisierung aus der Anisotropierichtung zu drehen. Diese setzt sich bei unseren Proben aus Formanisotropieenergie  $E_F$  und der Energie der induzierten Anisotropie  $E_{uni}$  zusammen. Eine weitere Energie ist die Austauschenergie  $E_{EX}$ . Ursache dafür ist die kurzreichweitige Kopplung der magnetischen Spins über Wellenfunktionen. Diese Austauschwechselwirkung ist minimal, wenn die Spins parallel angeordnet sind [12]. Sie hängt von der materialspezifischen Austauschkonstante ab. Die Formanisotropie basiert auf der dipolaren Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung stellt ein Streufeld (Entmagnetisierungsfeld) dar, welches von dem Ferromagneten ausgeht. Das Streufeld hat eine längere Reichweite als die Austauschwechselwirkung und kann durch die antiparallele Spinausrichtung reduziert werden [13]. Es kann der Austauschwechselwirkung entgegen wirken, weshalb



**Abbildung 2.1:** (a) Schematische Darstellung magnetischer Domänen: links eindomäniger Zustand und rechts zweidomäniger Zustand, (b) Abhängigkeit der Oberflächen Energiedichte einer Domänenwand  $\gamma_m = \frac{E_m}{d} \cdot 1000 \text{ nm}$  von der Dicke der Schicht  $d$  für verschiedene Domänenwandarten.  $E_m$  ist die Domänenwandoberflächenenergie. Abbildung modifiziert übernommen aus [14].

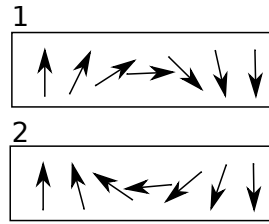
es für den Ferromagneten energetisch am günstigsten sein kann, in magnetische Domänen zu zerfallen. Die Zeemanenergie  $E_{\text{Zeeman}}$  wirkt, wenn ein äußeres Feld anliegt. Sie führt dazu, dass die Energie minimal wird wenn die Magnetisierung parallel zum Feld orientiert ist.

## 2.2 Magnetische Domänen

Das Feld, das ausreicht um die Magnetisierung eines Ferromagneten komplett in eine Richtung auszurichten, heißt Sättigungsfeld. Aber die Magnetisierung ist nicht immer homogen in eine Richtung ausgerichtet, sondern kann in kleinere magnetische Bereiche zerfallen.

Magnetische Bereiche, in denen die Magnetisierungsrichtung homogen ist, werden magnetische Domänen oder Weißsche Bezirke genannt. Der Grund für ihre Entstehung ist die Reduzierung der Streufeldenergie bei gleichzeitiger Erhöhung der Austauschenergie. Abbildung 2.1(a) zeigt einen eindomänigen Zustand (links) und einen zweidomänigen Zustand (rechts).

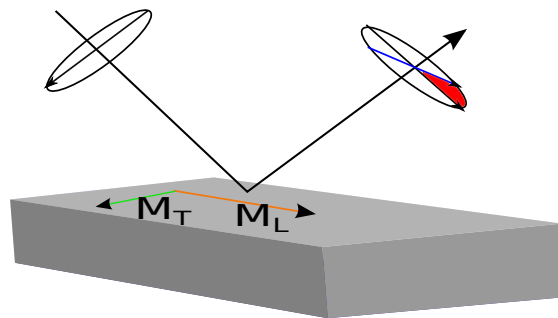




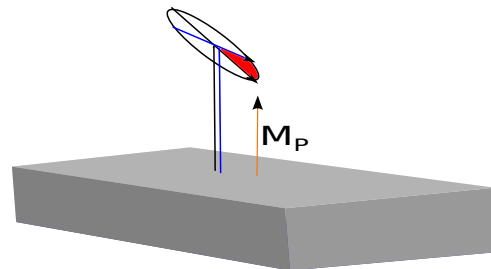
**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung von Néelwänden mit entgegengesetzter Polarisierung.

Das Streufeld ist in der Abbildung durch die Streufeldlinien dargestellt. Die Grenzfläche zwischen zwei Domänen wird als Domänenwand bezeichnet. Vergleicht man in Abbildung 2.1(a) die linke- mit der rechten Zeichnung erkennt man, dass das Zerfallen in zwei Domänen das Streufeld reduziert. Die daraus entstandene Domänenwand ist eine  $180^\circ$ -Domänenwand zwischen zwei antiparallelen magnetischen Domänen.

In Abhängigkeit verschiedener Parameter wie Schichtdicke, Anisotropien und Orientierung der zwei benachbarten magnetischen Domänen können verschiedenen Domänenwandarten auftreten. In Abbildung 2.1(b) sind diese in Abhängigkeit der Schichtdicke dargestellt. In den später beschriebenen Proben beträgt die Schichtdicke 20 nm. Es sind dünne Schichten. In der Abb. 2.1(b) ist erkennbar, dass in einer dünnen Schicht symmetrische Néelwände (Abb. 2.2) und Stachelwände auftreten können. Wandtypen, die bei höheren Schichtdicken auftreten, wie Blochwände dreht die Magnetisierung senkrecht zur Probenebene, sie sind ausführlich in Referenz [14] beschrieben. In dünnen Schichten existiert ein Streufeld, basierend auf der Wechselwirkung zwischen der Wand mit der Oberflächenladung. Dieses resultierende Streufeld ist nur bei dünnen Schichten groß genug, sodass Néelwände anstelle von Blochwänden energetisch günstiger sind [15]. Eine Néelwand zeichnet sich dadurch aus, dass sich die Magnetisierung in der Schichtebene dreht (Abb. 2.2). Außerdem ist für diesen Wandtyp ein logarithmischer Abfall der Magnetisierungsrichtung in Richtung der Domänen an den Wandgrenzen charakteristisch [16]. Stachelwände bestehen aus Néelwänden, welche durch Blochlinien separiert sind. Dazwischen befinden sich sogenannte magnetische Vortize. In Blochlinien steht die Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene [17]. Sie treten dann auf, wenn zwei Néelwände mit unterschiedlicher Polarität nebeneinander angeordnet sind (Abb. 2.2). Typisch für einen Vortex ist die konzentrische Magnetisierungsdrehung, wobei es keinen resultierenden Streufeldbeitrag gibt [15].



**Abbildung 2.3:** Prinzip des longitudinalen magnetooptischen Kerr-Effektes. Das Licht trifft unter einem Winkel von  $45^\circ$  auf das magnetische Material und wird reflektiert. Der Kerrwinkel ist die Änderung der Hauptachsenpolarisation um den rot gekennzeichneten Sektor in Abhängigkeit der Stärke der longitudinalen Magnetisierung  $M_L$ .  $M_T$  kennzeichnet die transversale Magnetisierung.



**Abbildung 2.4:** Prinzip des polaren MOKE: Hierbei trifft Licht senkrecht zur Probenoberfläche auf das magnetische Material. In Abhängigkeit der Stärke der Magnetisierung des Materials senkrecht zur Ebene  $M_P$  dreht sich die Hauptpolarisationsachse des Lichtes. Diese Drehung (Kerrwinkel) ist durch den roten Sektor gekennzeichnet.

## 2.3 Magnetooptischer Kerr-Effekt

Der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE) bezeichnet die Drehung der Polarisationsrichtung des Lichtes nach der Reflexion an einem Ferromagneten. Dieser Effekt wurde von John Kerr im Jahr 1877 entdeckt [18].

Linear polarisiertes Licht besteht zu gleichen Anteilen aus linkszirkular - und rechtszirkular polarisiertem Licht. Wird linear polarisiertes Licht an einem ferromagnetischen Material reflektiert (s. Abb. 2.3), so ändert sich der Winkel der Hauptpolarisationsachse (Kerrwinkel). Das reflektierte Licht ist elliptisch, d.h. es besteht zu verschiedenen Anteilen aus links- und rechtszirkularem Licht. Hierbei ist der sogenannte Kerrwinkel proportional zur Magnetisierung des Materials. In Abbildung 2.3 ist der Kerrwinkel durch den roten Sektor markiert. Er kennzeichnet die Änderung der Hauptachsenpolarisation nach der Reflexion an einem magnetischen Material. Die Richtung der Hauptachsenpolarisation ändert sich, weil Licht nach der Reflexion elliptisch polarisiert ist. Ursache für die elliptische Polarisierung sind die verschiedenen Reflexionsindizes für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht. Nur in ferromagnetischen Materialien führt die Spin-Bahn-Wechselwirkung in Kombination mit der Austauschwechselwirkung zu einer resultierenden Wirkung der magnetischen Momente auf die Polarisationsachse des Lichtes [19]. Dieses resultiert aus den unterschiedlichen Besetzungsdichten der Spin up und Spin down-Elektronen des Materials.

Argyres hat hergeleitet, wie man den Kerrwinkel  $\Phi_k$  (Formel 2.2) für den polaren Kerr-Effekt aus den Imaginäranteilen  $\Im$  der Brechungsindizes für rechtszirkulares Licht  $N_r$  und linkszirkulares polarisiertes Licht  $N_l$  berechnen kann [19]:

$$\Phi_k = -\Im \cdot \frac{(N_r - N_l)}{(N_r \cdot N_l - 1)}. \quad (2.2)$$

Auf Grund der begrenzten Eindringtiefe des Lichtes von ca. 10 nm für metallische Filme misst man bei nur die Magnetisierung der oberen Schichten von Volumenproben [11, 20].

### Longitudinale magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Welche Komponente der Magnetisierung man misst, hängt von der Geometrie der Messung ab. Hier wird auf die longitudinale Anordnung eingegangen, welche bei Messungen mit dem Kerrmikroskop genutzt (Abb. 2.3) und bei Messungen mit einem blauen Laser verwendet wurden. Bei dem longitudinalen MOKE ist der Einfallswinkel des Lasers rund  $45^\circ$  zur Probenoberfläche gekippt, sodass die in der Ebene liegende Magnetisierung vermessen werden kann. Hierbei liegt die zu messende Magnetisierung parallel zur Empfindlichkeitsrichtung des Lichtes wie

in Abbildung 2.3 durch den orangefarbenen Pfeil  $M_L$  gekennzeichnet. Die Messung anderer Magnetisierungskomponenten z. B. aus der Ebene wurde von Hamrle *et al.* diskutiert [21]. Die Kerrdrehung (in Abb. 2.3 rot gezeichnet) hängt von der Orientierung der Magnetisierung zur Einfallsebene ab.

### Polarer magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Bei der Variante des polaren MOKE trifft der Laserstrahl senkrecht auf die Probenoberfläche auf und die Magnetisierung senkrecht zur Ebene  $M_P$  kann vermessen werden (Abb. 2.4). Polare MOKE Messungen sind mit einem blauen Laser durchgeführt worden. Die Messgröße ist die gemittelte Intensität der ca.  $0,03 \text{ mm}^2$  großen Probenstelle. Im Vergleich zum Aufbau für die Messung des longitudinalen MOKE ist beim polaren MOKE die gemessene Probenstelle kleiner.

### Entstehung des magnetischen Kontrastes

In einem Auflichtmikroskop ist die Helligkeit proportional zur Reflektivität der Probe. Diese ist abhängig von der Topographie der Probe (optische Anteile) und dem Kerreffekt. Damit man den sehr kleinen Anteil des magnetooptischen Kerreffekts isolieren kann muss ein Differenzbild erstellt werden. Dadurch werden die von der Magnetisierungsrichtung unabhängigen optischen Anteile des Bildes eliminiert. Der erste Polarisator polarisiert das einfallende Licht linear. Nutzt man schon vorher linear polarisiertes Licht, ist der erste Polarisator nicht zwingend erforderlich. Nach der Reflexion am magnetischen Material wird das elliptisch polarisierte Licht durch ein  $\lambda / 4$  Plättchen (Kompensator) wieder linear polarisiert. Die Drehung der Polarisationsachse ist abhängig von der Magnetisierung des Materials. Danach passiert es einen zweiten Polarisator (Analysator). Ist die Durchlassrichtung des zweiten Polarisators parallel zur gedrehten Polarisationsachse des Lichtes gelangt die maximal Lichtintensität zur Kamera und die Domäne erscheint hell. Im Gegensatz dazu wird eine dunklere Domäne abgebildet, wenn die resultierende Polarisationsdrehung nicht parallel zum Durchlassrichtung des zweiten Polarisator ist. Der Kontrast wird durch das Verhältnis der gedrehten Polarisationsachse des Lichtes (abhängig von der Magnetisierungsrichtung) zur eingestellten Durchlassrichtung des zweiten Polarisators erzeugt.

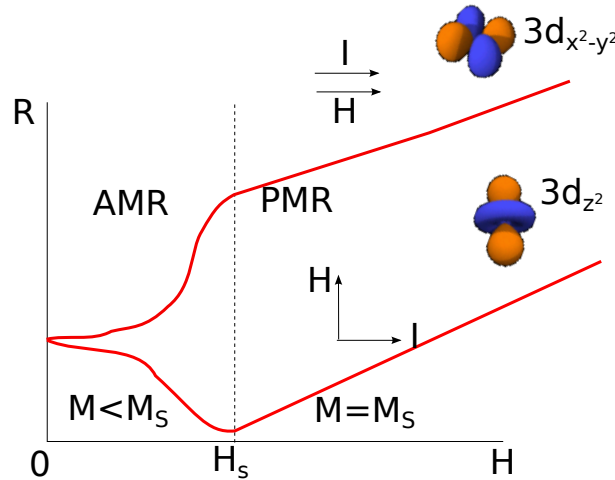
### Quantitative Domänenbilder

Mit longitudinalem MOKE kann man nur zwischen der Magnetisierungsrichtung parallel oder antiparallel zur Lichteinfallsebene unterscheiden. Sie ist nur sensitiv zum Kosinus der Magnetisierungsrichtung [22].  $M_T$  bezeichnet eine in der Ebene liegende Magnetisierung senkrecht

zur Einfallsrichtung des Lichtes, diese ist in der Abbildung 2.3 mit einem grünen Pfeil gekennzeichnet. Diese erscheint grau im Kamerabild, unabhängig von der exakten Ausrichtung der Magnetisierung.

Mit quantitativen Domänenbildern werden Bilder bezeichnet, in denen die Magnetisierungsrichtung exakt bekannt ist. Wie in Referenz [22] ausführlich beschrieben, benötigt man für ein quantitatives Bild ein Domänenbild aufgenommen in longitudinaler MOKE Geometrie und eines, bei der die Lichteinfallsebene parallel zur transversalen Magnetisierung ist (grüner Pfeil Abb. 2.3). Es werden zwei Messungen mit longitudinaler Geometrie durchgeführt, dabei stehen die zwei Lichteinfallsebenen senkrecht zueinander. Außerdem muss man die Sättigungsbilder für beide Empfindlichkeiten aufnehmen. Sättigungsbilder sind die Kerrbilder, bei denen die Probe homogen in eine Feldrichtung orientiert ist. Es sind die Sättigungsbilder genutzt wurden, bei denen die Empfindlichkeitsrichtung des Lichtes parallel zur Feldrichtung ausgerichtet war.

## 2.4 Anisotroper Magnetowiderstand



**Abbildung 2.5:** Skizze der magnetoresistiven Widerstände in Abhängigkeit des Feldes. Für Feldwerte unterhalb des Sättigungsfeldes  $H_s$  tritt der anisotrope Magnetowiderstand (AMR) auf. Bei Feldwerten oberhalb  $H_s$  tritt der Positive Magnetowiderstand (PMR) auf. Es sind auch noch zwei mögliche d-Orbitale dargestellt (Orbitale von [23] übernommen).

Der anisotrope Magnetowiderstand (AMR) wurde im Jahr 1857 von Thomson entdeckt [24]. Mit dem AMR bezeichnet man den Widerstand, der vom Winkel  $\phi$  zwischen der Ma-

gnetisierungsrichtung eines Ferromagneten und der Richtung des angelegten Stromes abhängt.

$$\Delta R = R - R(0) = \Delta R_0 \cdot \cos^2 \phi \quad (2.3)$$

$$\Delta R_0 = R_{parallel} - R_{senkrecht}$$

$$R(0) = \text{Widerstand im Nullfeld}$$

Hierbei ist der anisotrope Magnetowiderstand maximal, wenn die Magnetisierung parallel zum Strom ist und minimal wenn sie senkrecht zum Strom ist. Eine ausführliche Herleitung ist in Referenz [25] zu finden. Dort wird als erstes auf das Mottische Zweistrommodell eingegangen [26]. Die spin-up und spin-down s-Elektronen werden als separate Ströme betrachtet. Da s-Elektronen beweglicher sind als d-Elektronen sind sie Hauptladungsträger. Je nach Besetzungsdichte der d-Elektronen in der Nähe der Fermikante werden die s-Elektronen mit unterschiedlicher Streuwahrscheinlichkeit an den leeren d-Zuständen gestreut. Die Spin-Bahn Kopplung erzeugt eine asymmetrische Besetzungsdichte der d-Elektronen in Abhängigkeit des Spinzustandes. Die unterschiedlichen Streuwahrscheinlichkeiten resultieren aus den asymmetrischen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der d-Elektronen symbolisiert durch die 3d-Orbitale.

In Abb. 2.5 sind exemplarisch zwei d-Orbitale gezeigt. Beim  $3d_{x^2-y^2}$ -Orbital ist der Streuquerschnitt höher im Vergleich zum  $3d_{z^2}$ -Orbital, wenn der Strom wie eingezeichnet angelegt wird. Majoritätsladungsträger parallel zum Strom haben danach die höchste Streuwahrscheinlichkeit.  $H_s$  ist das Sättigungsfeld des Magneten. Im ungesättigten magnetischen Zustand ( $H < H_s$ ) ist die AMR-Kurve unter folgenden Bedingungen negativ parabolisch (Abb. 2.5) :

- Feld liegt parallel zum Strom an
- ungestörte Drehung der Magnetisierung [27]

Hierbei sinkt der AMR während des Ummagnetisierungsprozesses und hat seine höchsten Werte im Sättigungszustand des Ferromagneten. Das daraus resultierende negative parabolische Verhalten des AMR kann man mit Formel 2.4 berechnen.  $H_k$  entspricht dem Anisotropiefeld des Ferromagneten. Im Gegensatz dazu kann man eine positive Parabel messen, wenn das Feld senkrecht zum Strom angelegt wird und die Magnetisierung ungestört drehen kann (Formel 2.5) [28].

$$\Delta R = \Delta R_0 \cdot \left( \frac{H_s}{H_k} \right)^2 \quad (2.4)$$

$$\Delta R = \Delta R_0 \cdot \left( 1 - \left( \frac{H_s}{H_k} \right)^2 \right) \quad (2.5)$$

## Widerstände im gesättigten Zustand

Hat man ein Feld angelegt, welches oberhalb des Sättigungsfeldes des Ferromagneten liegt, so kann ein positiver Magnetowiderstand (PMR) oder ein negativer Magnetowiderstand (NMR) auftreten. Der PMR (NMR) ist der lineare Anstieg (Abfall) des Widerstandes mit steigendem Feld (s. Abb. 2.5). Der negative Widerstand wird mit dem Mottischen Zweistrommodell erklärt. Ändert sich durch Feldänderung die Besetzungsdichte der d-Elektronen an der Fermikante, kann der Widerstand reduziert werden. Im Gegensatz dazu beruht der positive Magnetowiderstand auf der Wirkung der Lorentz-Kraft. Diese zwingt die Elektronen auf Landaubahnen, was ihre Streuwahrscheinlichkeit an Störstellen beeinflusst. Der positive Widerstand tritt immer auf, ist aber bei Raumtemperatur vernachlässigbar.

## Domänenwandwiderstand

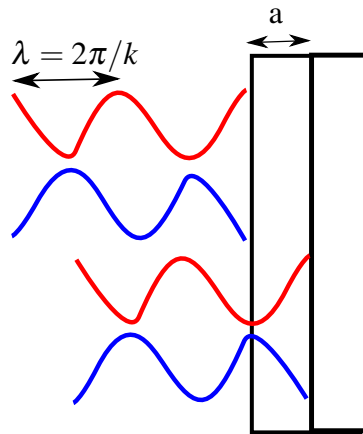
Zu dem Verhalten des Domänenwandwiderstandes (DWR) gibt es zwei Thesen. Der sogenannte positive Domänenwandwiderstand bedeutet, dass es einen Anstieg des Widerstandes gibt, wenn eine Domänenwand auftritt. Im Gegensatz dazu bezeichnet der negative DWR einen Abfall des Widerstandes beim Auftreten einer Domänenwand.

Der positive Domänenwandwiderstand wird mit der spinabhängigen Streuung der Leitungselektronen an den Grenzen zwischen den Domänen erklärt [29, 30]. Hierbei sollte der positive DWR größer sein für dünnere Domänenwände und bei höherer Dichte der Domänenwände steigen.

Im Gegensatz dazu beruht der negative DWR darauf, dass die Wand eine delokalisierende Wirkung auf die Elektronen hat und dieses zu einer Senkung des Widerstandes führt [31, 32]. Eine weitere Möglichkeit für die Erklärung des negativen DWR lieferte die Gruppe Seemann *et al.*. Simulationen und Messungen an Blochwänden für aus der Ebene magnetisiertes Material brachten das Ergebnis, dass die hauptsächliche Widerstandsänderung auf der Magnetisierungsrotation in der Wand und nicht auf der Spin-Bahn-Kopplung beruht [33].

## AMR in Permalloy

Der AMR in Permalloy ist abhängig von der Dicke der Schicht und von den in der Schicht vorkommenden Korngrößen. Hierbei gilt, dass eine dünnere Schicht einen höheren AMR wegen der Oberflächenstreuung zeigt und größere Körner zu einem verringerten Widerstand führen [34]. Im Gegensatz zu anderen Materialien spielt Magnetostriktion bei Permalloy keine



**Abbildung 2.6:** Destruktive Interferenz an einem Magnonischen Kristall der Periodizität  $a$ . Die einlaufende (reflektierte) Welle ist blau (rot).

Rolle [35]. Da hier  $\text{SiO}_2$  als Substrat gewählt wurde und dieses für eine metallische thermische Leitfähigkeit besitzt, wird kein zusätzlicher Widerstand durch ohmsches Heizen erzeugt. Die Temperatur wird nicht variiert und daher führt die Streuung an Phononen zu einem konstanten Offset, der die weitere Diskussion nicht beeinflusst.

## 2.5 TRIDYN

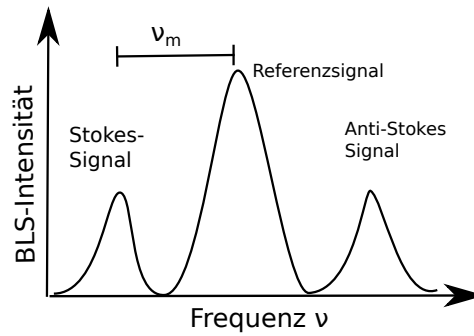
Für die Ionenimplantation muss man die Energie der Ionen und die Anzahl der Ionen/ $\text{cm}^2$  (Fluenz) angeben. Um abschätzen zu können welche Wirkung die gewählten Parameter auf die Probe haben, simuliert man davor die Implantation in das Material. TRIDYN ist ein Programm, mit welchen man Kompositionsveränderungen in einer Probe durch Implantation simulieren kann [36–38]. Das Resultat ist ein Tiefenprofil der Konzentration sämtlicher Elemente in der Probe.

Dabei wird die Probe als amorph angesehen (für Kristalle siehe [39]). Der Monte-Carlo-Code basiert auf TRIM und berücksichtigt dynamische Kollisionskaskaden, wobei vorangegangene Implantationsdefekte beachtet werden [40, 41]. Es kann mit fast beliebig vielen Schichten rechnen und Abtragungseffekte werden beachtet. Die Simulation berechnet die Implantation für 0 K.

## 2.6 Spinwellen in magnonischen Kristallen

Mit einem magnonischen Kristall bezeichnet man ein magnetisches Material, welches eine periodische Veränderung  $a$  einer oder mehrerer magnetischer Eigenschaften aufweist [42].





**Abbildung 2.7:** Schematisches Bild eines BLS-Spektrum mit elastischem Signal (Referenzmaximum), Stokes-Signal (negative Frequenzverschiebung) und Anti-Stokes-Signal (positive Frequenzverschiebung). Die Spinwellenfrequenz entspricht der Differenz eines (Anti)-Stokes-Signal zum Referenzsignal.

Dieses magnonische Gitter beeinflusst das Streuverhalten der Spinwellen im Material [43]. Eine Spinwelle ist die kollektive Anregung der magnetischen Momente mit einer bestimmten Frequenz. Wegen der Kopplung der magnetischen Momente durch Dipol-Dipol- und Austauschwechselwirkung aneinander bewirkt die Präzession eines Spins eine Auslenkung des nächsten Spins [44]. Dadurch entsteht eine Spinwelle. Hierbei bezeichnet man das Quasiteilchen der Spinwelle als Magnon [45]. Die Formel 2.6 gibt die Spinwellen-Wellenvektoren  $k$  an, für die der magnonische Kristall eine Bandlücke aufweist [46]. Die durch destruktive Interferenz unterdrückten Spinwellenfrequenzen werden als Bandlücken bezeichnet, sie entstehen, wenn  $k$  ein ganzzahlig Vielfaches  $n$  der Periodizität  $a$  des Gitters ist (Abb. 2.6).

$$k = \frac{n \cdot \pi}{a} \quad (2.6)$$

Um solche Frequenzbänder zu ortsaufgelöst zu detektieren wurde die Brillouin-Lichtstreuung genutzt.

## 2.7 Brillouin-Lichtstreuung

Die Brillouin-Lichtstreuung (BLS) bezeichnet die inelastische Streuung von monochromatischem Licht an Spinwellen in einem ferromagnetischen Material. Hierbei handelt es sich um einen Streuprozess von Photonen an Magnonen [47]. Wegen der Energieerhaltung ist die Frequenz  $\nu_g$  des gestreuten Lichtes gegenüber der Frequenz  $\nu_e$  des einfallenden Lichtes verringert (Minuszeichen Formel 2.7), wenn das Photon ein Magnon der Frequenz  $\nu_m$  im Stokes-Prozess erzeugt. Handelt es sich um einen Anti-Stokes-Prozess, so wird ein Magnon beim Streuprozess vernichtet und die Frequenz des gestreuten Lichtes ist erhöht (Pluszeichen in Formel 2.7).

$$h\nu_g = h\nu_e \mp h\nu_m \quad (2.7)$$

In Abbildung 2.7 ist ein typisches Frequenzspektrum der Brillouin Streuung dargestellt. Das intensivste Maximum entspricht der elastischen Rayleighstreuung (Referenzmaximum). Um dieses Maximum sind die Stokes- und Anti-Stokes-Peaks angeordnet. Die Spinwellenfrequenz entspricht somit der Frequenzverschiebung zum Referenzmaximum.

## 3 Experimentelle Details

In den experimentellen Details wird zunächst auf die Messmethoden für die magnetischen Hybridproben eingegangen und dann auf die Methoden zur Vermessung des Speichermediums. Am Ende wird das Brillouin-Lichtstreuemikroskop vorgestellt, welches für die Spinwellenanalyse genutzt wurde.

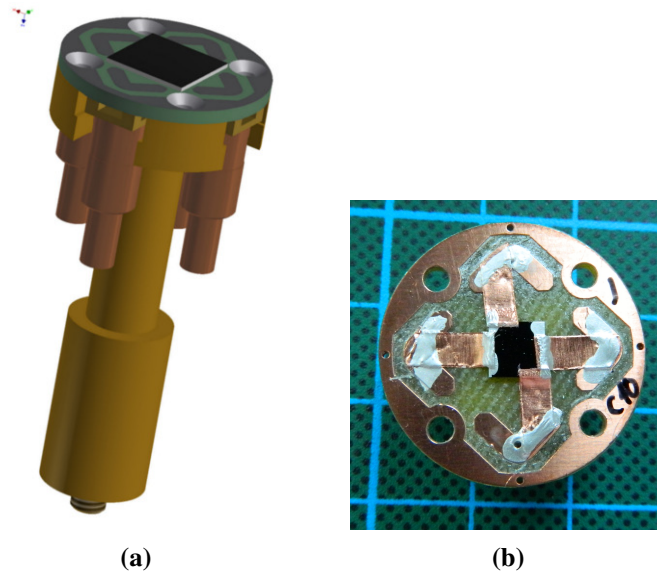
### 3.1 Duale Kerrmikroskopie mit gleichzeitiger Widerstandsmessung

Das Kerrmikroskop wurde im Rahmen dieser Dissertation um zwei wesentliche Funktionen erweitert. Zum einen kann man jetzt simultan zu den Domänenbildern den Magnetowiderstand messen (s. Abschnitt 3.1.1). Zum anderen wurde der optische Strahlengang so modifiziert, dass man quantitative Bilder aufnehmen kann, indem man zwei Einfallsebenen gleichzeitig misst (duale Kerrmikroskopie Abschnitt 3.1.2).

#### 3.1.1 Realisierung von Kerrmikroskopie mit simultaner Widerstandsmessung

Bislang haben verschiedene Gruppen entweder den AMR gemessen und die magnetischen Domänen dazu simuliert oder diese nachträglich gemessen [48–51]. Da die exakte Form einer magnetischen Domäne aber einer gewissen Statistik unterliegt, kann man nur bei gleichzeitiger Widerstandsmessung und Betrachtung der magnetischen Domänen diese direkt miteinander korrelieren. Messungen, bei denen der magnetische Widerstand gleichzeitig zur Aufnahme der Domänenbilder erfolgte, sind mit der Lorentzmikroskopie durchgeführt wurden [52]. Der Vorteil der Kerrmikroskopie gegenüber der Lorentzmikroskopie ist die schnellere Bildaufnahme. Außerdem hat man mit der Kerrmikroskopie einen größeren Bildbereich, der sich für Strukturen im  $\mu\text{m}$  Bereich eignet.

Um dieses zu realisieren wurde das Kerrmikroskop erweitert. Im ersten Schritt wurde ein spezieller Probenhalter mit passenden Probenplatinen von mir entwickelt und gebaut (Abb.



**Abbildung 3.1:** Der Probenhalter (a) und die Platine (b), welche bei der Widerstandsmessung im Kerrmikroskop verwendet werden.

3.1(a)). Mit diesem ist es möglich, gleichzeitig den Widerstand zu messen und die magnetischen Domänen im Kerrmikroskop zu beobachten. Wie in der Abbildung 3.1(b) erkennbar, erfolgt die Kontaktierung der Probe mit Kupferband und Silberleitlack auf die Kupferkontaktstellen der Platinen. Diese Platinen werden dann auf den Probenhalter geschraubt und die SNB Kabel für das Anlegen des Stromes und die Messung der Widerstandes angesteckt. Das vorhandene Programm (Kerrlab von Evico magnetics), welches mit Labview geschrieben wurde, musste dazu von mir erweitert werden.

Nach der Erweiterung war es möglich, gleichzeitig Hysteresekurven und Widerstandskurven aufzunehmen (Abb. 3.2). Des Weiteren ist es nun möglich, automatisch die Richtung des Feldes zu drehen und dabei in gewünschter Auflösung Widerstandskurven zu messen und zu speichern. Für die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse kann man durch Aktivierung per Knopfdruck vor jeder neuen Messung ein Sättigungsfeld in  $90^\circ$  Richtung anlegen. Zur Messung des Widerstandes wird eine Keithley Source Measurement Unit bestehen aus einer Stromquelle (Keithley 6221) und einem Nanovoltmeter (Keithley 2182A) verwendet.

Die Realisierung der simultanen Widerstandsmessung mit der Aufnahme der magnetischen Domänen ist in Rev. Sci. Instr. publiziert worden [53].

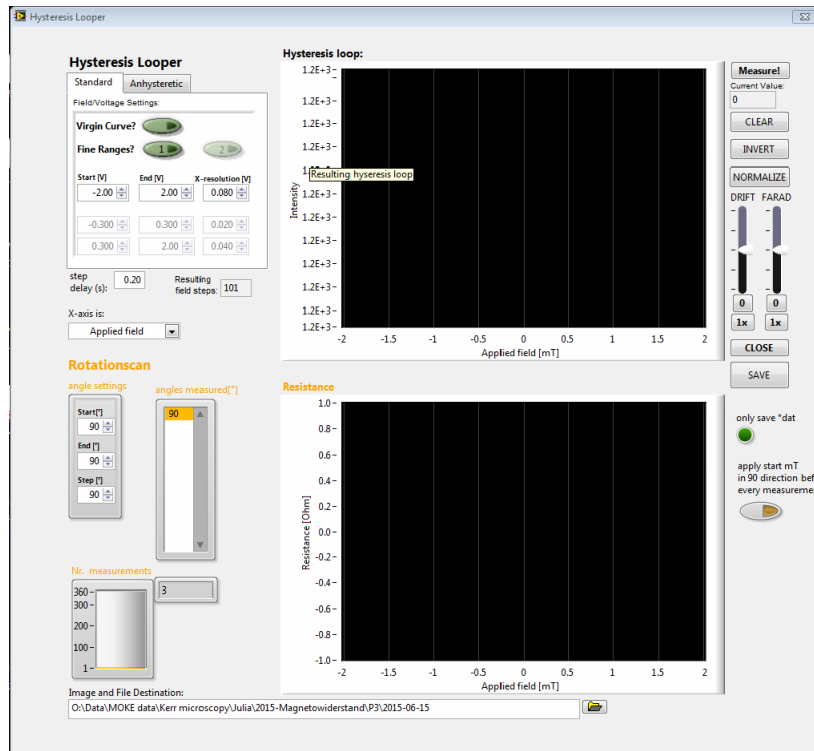


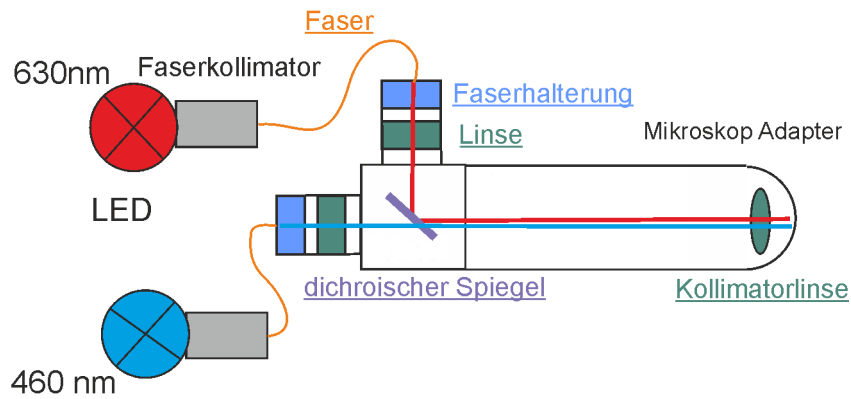
Abbildung 3.2: Modifiziertes Hysteresemessprogramm.

### 3.1.2 Erweiterung zur dualen Kerrmikroskopie

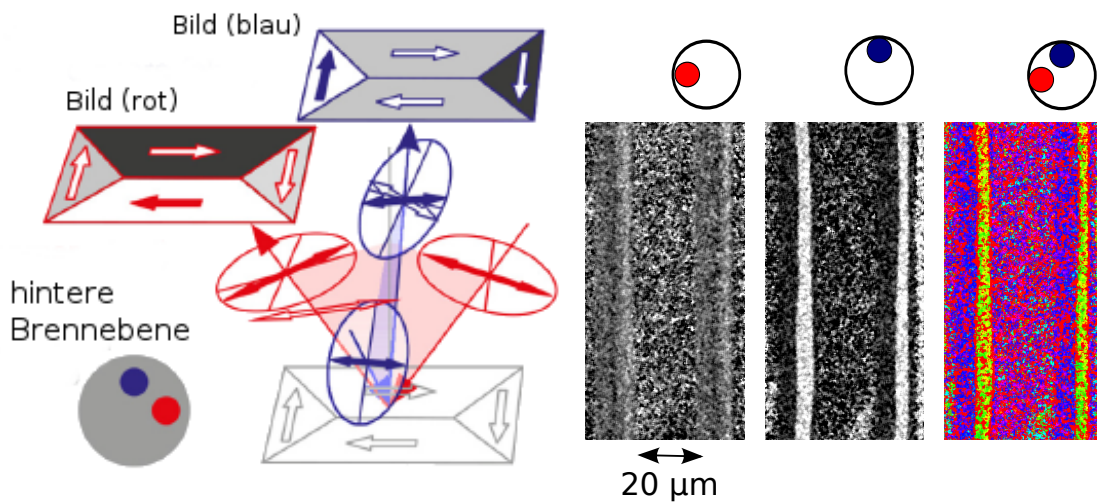
Die zweite durchgeführte Erweiterung des Kerrmikroskops war das Umrüsten auf eine Beleuchtung mit zwei Lichtquellen, basierend auf der Idee der Gruppe von Jeffrey McCord *et al.* [54]. Ausführliche Erklärungen des magnetooptischen Kerreffekts und der quantitativen Mikroskopie mit zwei Lichtquellen sind im Review von Jeffrey McCord nachzulesen [55].

Ursprünglich war eine Lichtquelle in Benutzung. Die Lichtquelle hat einen ausgewählten Lichteinfallswinkel. Deshalb kann man nur eine Sensitivitätsrichtung der Magnetisierung messen. Es war somit notwendig für die komplette Magnetisierungsinformation eines in der Ebene magnetisierten Materials zwei Messungen durchzuführen. Hier wurde gleichzeitig der longitudinale MOKE für die longitudinale und transversale Magnetisierungskomponente gemessen. Bei diesen zwei Messungen ist der eine Einfallswinkel um  $90^\circ$  bezüglich des anderen gedreht. Nur mit der kompletten Magnetisierungsinformation kann man die sogenannten quantitativen Domänenbilder erstellen (Kapitel 2.3).

Auf Grund der vorher genannten Statistik im Ummagnetisierungsverhalten kann man nur mit der dualen Kerrmikroskop einen kompletten quantitativen Ummagnetisierungsprozess auf-



**Abbildung 3.3:** Schematischer Aufbau der Kerrmikroskop Erweiterung. Die LEDs werden über ein Faser eingekoppelt und zusammen durch den dichroischen Spiegel zur Kollimatorlinse weitergeleitet. Hierbei kann die Position der Lichtspots in der hinteren Brennebene durch die Faserhalterung verändert werden.



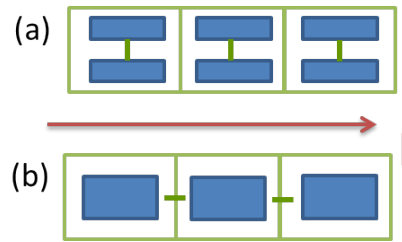
**Abbildung 3.4:** Prinzip der dualen Kerrmikroskopie: Die rote Lichtquelle ist auf die x-Achse der hinteren Brennebene fokussiert. Dadurch ist dieser Strahlengang empfindlich für Magnetisierungen entlang der x-Achse (Pfeile nach links und rechts im schematischen Domänenbild). Die blaue Lichtquelle ist auf die y-Achse der hinteren Brennebene fokussiert und misst somit Magnetisierungen parallel zur y-Achse (Pfeile nach oben(unten) im schematischen Domänenbild). In der rechten Spalte sind die daraus resultierenden verschiedenen Domänenbilder dargestellt. [54].

nehmen. Dieser kann dann genutzt werden, um den AMR der beobachteten Stelle zu berechnen und ihn mit dem gemessenen zu vergleichen. Zusätzlich dazu hat man die komplette Magnetisierungsinformation des Domänenbildes. Für die Erstellung der quantitativen Bilder habe ich das vorhandene Matlabprogramm angepasst. Das Vorgehen entspricht den ersten zwei Stichpunkten im Kapitel 3.2. Im quantitativen Bild ist die Richtung der Magnetisierung durch den Farbcode (Farbmappe: hsv) dargestellt. Die beiden Weiterhin wurde ein neues geschrieben um daraus den AMR zu berechnen.

Um die duale Kerrmikroskopie durchführen zu können, ist der folgende Aufbau realisiert worden (Abb. 3.3): Als erstes wurde das weiße Licht durch eine rote und eine blaue LED ersetzt. Die genutzten leistungsstarken LEDs (UHP-Mic-LED 630 und UHP-Mic-LED 460) wurden bei der Firma Prizmatix gekauft. Das LED-Licht wird jeweils in eine Faser eingekoppelt, welche in einer Fassung verschraubt ist. Mit dieser Fassung kann man die exakte Position des Faserendes bewegen. Dann werden beide durch den dichroischen Spiegel eingekoppelt.

Auf Grund der Position des Lichtpunktes in der hinteren Brennebene kann man die zu messende Komponente der Magnetisierung bestimmen (Abb. 3.4). Die Größe des Lichtpunktes kann durch eine Entfernungsvariation der Faserfassung zur Kondensorlinse geändert werden. Daraus resultiert eine Strahldurchmesseränderung vor der Kondensorlinse, diese bestimmt die Fokusgröße in der hinteren Brennebene. Um paralleles Licht zu haben, ist außerdem für jede LED eine Linse im Strahlengang vor dem dichroischen Spiegel eingebaut. Wie in Kapitel 2.3 erklärt, bestimmt der Einfallswinkel des Lichtes die gemessene Magnetisierungskomponente. Beide LEDs beleuchten bei korrekter Fokussierung auf die Probe den gleichen Probenausschnitt. Die beiden Lichtstrahlen werden unter zwei verschiedenen Einfallswinkeln von der Probe reflektiert und gewinnen somit unterschiedliche Magnetisierungsinformationen (Abb. 3.4). Die Trennung beider Strahlengänge nach der Reflexion erfolgt durch einen dichroischen Spiegel, der in einem kommerziellen Aufsatz zusammen mit einem Spiegel eingebaut ist (Optosplit von der Firma carin research). Mit Hilfe der Spiegel kann man zwei Bilder nebeneinander auf den CCD-Chip der Kamera projizieren. Eine Hälfte des Kamerabildes zeigt die eine gemessene Magnetisierungskomponente und die andere Hälfte die andere. In den folgenden Messungen wurde mit der einen Lichtquelle die Magnetisierung parallel zur X-Achse gemessen (X-Sensitivität) und mit der anderen parallel zur y-Achse (Y-Sensitivität). Dabei sind die Lichtpunkt in der hinteren Brennebene so angeordnet wie in Abb. 3.4 dargestellt. Dort entspricht der blaue (rote) Lichtpunkt der Y-Sensitivität (X-Sensitivität).

Das Messprogramm wurde so angepasst, dass man immer den zur Lichteinfallrichtung passenden Hintergrund speichert. Vom linken Teilbild wird ein anderer Hintergrund subtra-



**Abbildung 3.5:** Skizze der Parallelschaltung (a) und Reihenschaltung (b) der Pixel.

hiert, als vom rechten Teilbild. Dadurch ist es möglich, beide Magnetisierungskomponenten gleichzeitig in ihrem Schaltverhalten zu beobachten und aufzunehmen. Aus den gemessenen Domänenbildern ist es weiterhin möglich Ummagnetisierungskurven zu ermitteln. Dafür wurde die Intensität des Bildes gemittelt. Im Fall der Y-Sensitivität (X-Sensitivität) wird die gemittelte Intensität auf die Sättigungsbilder der Y-Sensitivität (X-Sensitivität) normiert.

## 3.2 Berechnung des Magnetowiderstandes

Im ersten Schritt der Charakterisierung einer Probe wurde das Feld zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  in  $1^\circ$  Schritten variiert und der Widerstand gemessen. Nachdem der sogenannte Rotationsscan ausgewertet wurde, wurden nur ausgewählte Feldwinkel gemessen. Hierbei sind Feldwinkel gewählt worden, welche ein ungewöhnliches Widerstandsverhalten zeigen. Bei dieser Messung wurde das Mikroskop in der Dualweise betrieben (Kapitel 3.1). Dadurch kann man später quantitative Bilder für das komplette Ummagnetisierungsverhalten gewinnen und daraus den AMR berechnen.

Folgende Schritte waren dazu notwendig:

- Normierung der jeweiligen Domänenbilder (DB) auf ihre Sättigungsbilder passend zur Einfallrichtung (z. B.  $0^\circ$  Sensitivitätsrichtung wird auf  $Sat1 = 0^\circ$  (höhere Intensität) und  $Sat2 = 180^\circ$  (niedrigere Intensität) normiert  $\frac{2 \cdot (DB - \frac{Sat1 + Sat2}{2})}{Sat1 - Sat2}$ )
- Berechnung der quantitativen Bilder aus den zwei normierten Domänenbildern durch Nutzung des Tangens
- Annahme, dass jedes Bildpixel des quantitativen Bildes einen Widerstand darstellt
- Strom wurde in x-Richtung analog zum Experiment festgelegt
- Berechnung von  $\cos^2 \phi$  für jedes Pixel
- Reihenschaltung der Pixelwiderstände  $R_{ges} = \sum R_p$  (Abb. 3.5(a))



- Ermittlung des Gesamtwiderstandes durch Parallelschaltung  $R_p = \frac{1}{\sum_{i=0}^n \frac{1}{R_i}}$  (Abb. 3.5(b))
- Setzen des Widerstandes im Nullfeld  $R(0)$  auf 0 Ohm
- Widerstandswert ist auf  $R_m$  normiert wurden,  $R_m$  ist der maximal mögliche AMR des gewählten Ausschnittes
- $R_{amr}$  : Annahme, dass Permalloy einen AMR von 2,2 % hat [1]
- Anpassung der AMR-Formel 2.3 auf die vorher aufgezählten Bedingungen liefert die Formel 3.1 für die Berechnung des AMR aus den quantitativen Bildern

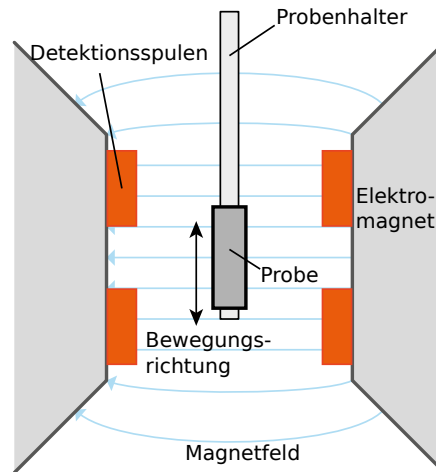
$$\frac{\Delta R}{R_m} [\%] = \left( \left( \frac{R_{amr}}{100} \cdot R_m \right) \cdot \frac{R_{ges} - R_m}{R_m} \right) \cdot 100 \quad (3.1)$$

### 3.3 Röntgenzirkulardichroismus (XMCD)

Beim Röntgenzirkulardichroismus (engl.: X-ray magnetic circular dichroism), ist das Absorptionsverhalten der Röntgenstrahlen in einem magnetischen Material davon abhängig, ob das Röntgenlicht links- oder rechtszirkular polarisiert ist. Bei magnetischen Materialien liegt eine Ungleichverteilung zwischen den Spin-up und Spin-down d-Elektronen vor. Die Röntgenstrahlung regt 2p-Elektronen an, welche dann die Löcher in den d-Schalen besetzen [56]. Dadurch ist die Summe der gemessenen Intensitäten direkt proportional zur Anzahl der d-Löcher im Fall linear polarisierten Röntgenlichtes. Nutzt man aber zirkular polarisiertes Röntgenlicht, so wird ein polarisationsabhängiger Teilimpuls übertragen. Das Resultat ist, dass in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung der Strahlung entweder Spin-up oder Spin-down d-Zustände mit angeregten p-Elektronen besetzt werden können. Die gemessene Intensität ist jetzt proportional zur Anzahl der Löcher im jeweiligen Spinzustand. Bei dieser Messmethode werden zwei Absorptionsspektren (links- und rechtszirkular polarisiert) aufgenommen und deren Differenz gebildet, um Informationen zu dem magnetischen Moment zu gewinnen. Darüber hinaus ist der XMCD elementspezifisch, da die Energien der Absorptionskanten von Element zu Element verschieden sind.

### 3.4 Vibrationsmagnetometrie (VSM)

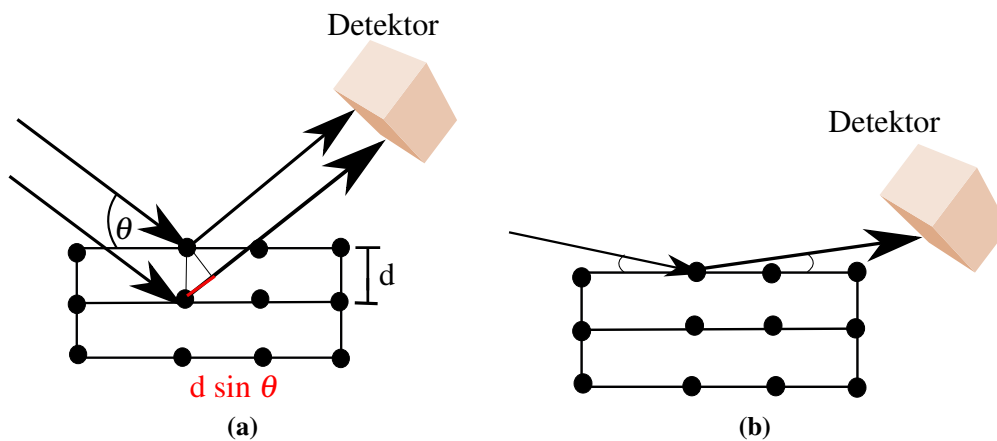
Im Gegensatz zum MOKE, welches die oberen Schichten vermisst, kann man mit Vibrationsmagnetometrie (engl.: vibrating sample magnetometer) die Magnetisierung der kompletten Probe bestimmen. Dazu misst man den magnetischen Fluss der Probe [58]. Hierzu wird



**Abbildung 3.6:** Prinzip eines VSM (modifiziert übernommen aus [57]).

die Probe auf einem Probenhalter zwischen zwei Detektionsspulen in einem homogenen Magnetfeld bewegt (Abb. 3.6). Durch die Bewegung der Probe zwischen den Detektionsspulen induziert das magnetische Moment der Probe eine Stromänderung in den Spulen. Das magnetische Moment wird durch das Auslesen des Induktionsstromes und den Vergleich mit einer Referenzmessung ermittelt.

### 3.5 Röntgendiffraktometrie (XRD)



**Abbildung 3.7:** Prinzip (a) der Röntgendiffraktometrie und (b) der Röntgenreflektometrie.

Bei der Röntgendiffraktometrie (engl.: X-ray defraction) wird die Beugung von Röntgenstrahlen an einer kristallinen Probe verwendet (Abb. 3.7(a)). Sie wird genutzt um Informationen zur Kristallstruktur zu gewinnen. Bei der Streuung der Röntgenstrahlen einer bestimmten

Wellenlänge  $\lambda$  an den Atomen der Probe werden Sekundärwellen emittiert. Die Sekundärwellen entstehen, wenn die angeregten Atome wieder in ihren ursprünglichen Zustand wechseln und dabei Röntgenstrahlen abstrahlen. Die aus den Sekundärwellen resultierende reflektierte Strahlung bildet das Interferenzsignal der reflektierten Wellen aller Netzebenen. Eine konstruktive Interferenz tritt auf, wenn die Bragg-Gleichung (Formel 3.2) erfüllt ist. Hierbei ist  $n$  eine ganze Zahl, welche die Beugungsordnung angibt.

$$2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin \theta = n\lambda \quad (3.2)$$

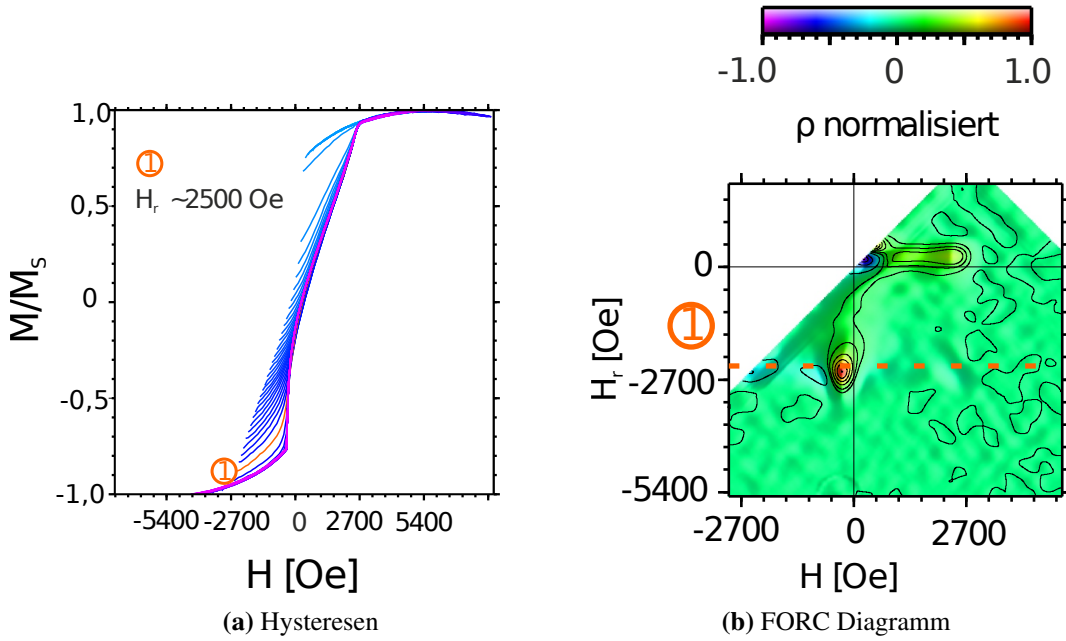
Aus der Abhängigkeit der Intensität vom Einfallswinkel  $\theta$  der Strahlung kann man den Netzebenenabstand  $d_{hkl}$  bestimmen, mit welchem man die Gitterkonstante berechnen kann. Der exakte Zusammenhang zwischen Netzebenenabstand und Gitterkonstante hängt von dem Kristallsystem ab.

### 3.6 Röntgenreflektometrie (XRR)

Bei der Röntgenreflektometrie (engl.: X-ray reflectometry) hat das einfallende Röntgenlicht einen flacheren Einfallswinkel als bei der XRD. Und es wird nur die Intensität in gerichteter Reflexion detektiert (Abb. 3.7(b)). Bei der gerichteten Reflexion ist der Reflexionswinkel gleich dem Einfallswinkel der Strahlung. Auf Grund des flacheren Einfallswinkels ist diese Methode oberflächensensitiv. Man kann damit Schichtdicken und Rauigkeiten an Grenzflächen bestimmen [59].

### 3.7 Ummagnetisierungskurven erster Ordnung (FORC)

Bei der Messung der Ummagnetisierungskurven (engl.: First Order Reversal Curve) der ersten Ordnung ist das VSM genutzt worden, um das Schaltverhalten der kompletten Probe zu beurteilen. XMCD Messungen wurden angewandt, um das Schaltverhalten der oberen Schichten (5-10 nm) zu betrachten. Das Vorgehen ist in Abbildung 3.8(a) dargestellt: Die Probe wird zunächst in positiver Feldrichtung gesättigt und danach das Feld bis zu einem gewünschten Wert  $H_r$  reduziert. Hierbei wird das Umkehrfeld  $H_r$  so gewählt, dass es einem Feldwert einer inneren Hysterese entspricht.  $H_r$  ist somit der linke Endwert der hellblauen Linien (Abb. 3.8(a)). Danach erhöht man das Feld wieder bis zum Sättigungswert  $H_s$  und misst die resultierende Magnetisierung  $M$  beim jeweils angelegten Feld  $H$ . Dieses Verfahren wird für mehrere Magnetisierungskurven (innere Hysteresen, blaue Linien) durchgeführt.



**Abbildung 3.8:** FORC Messungen an Co/Pd Schichten.

**FORC-Diagramm und Schaltfeldverteilung** Aus den Hysteresekurven kann man ein Farbdigramm durch Nutzung der Formel 3.3 berechnen [60]. Hierbei handelt es sich um die zweite gemischte Ableitung der Magnetisierung nach den Feldern.

$$\rho(H_r, H) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 M(H, H_r)}{\partial H \partial H_r} \quad (3.3)$$

Die Abhängigkeit des FORC-Diagramms von der Ummagnetisierungskurven soll exemplarisch an einer Ummagnetisierungskurve erklärt werden. Diese Ummagnetisierungskurve ist in Abbildung 3.8(a) und Abbildung 3.8(b) durch eine orange Eins gekennzeichnet. Das Feld wurde bei dieser Kurve bis auf den Wert von -2500 Oe reduziert. Im Forc-Diagramm ist für dieses  $H_r = -2500$  Oe der resultierende Farbverlauf, der sich aus der Formel 3.3 ergibt, durch die gestrichelte orange Linie hervorgehoben. Im resultierenden Farbdigramm (Abb. 3.8(b)) besitzen nur irreversible Magnetisierungsänderungen einen Beitrag. Mit dem FORC-Diagramm ist es somit möglich, Domänennukleation (blau in Abb. 3.8(b)) und Auslöschung (rot) in Abhängigkeit des Feldes darzustellen. Des weiteren kann man die Schaltfeldverteilung (Formel 3.4) durch die Integration von Formel 3.3 berechnen [61, 62]:

$$\frac{dM(H_r)}{dH_r} = \int \frac{\partial^2 M(H, H_r)}{\partial H \partial H_r} dH. \quad (3.4)$$

In der Tabelle 3.1 ist eine Übersicht der genutzten Messmethoden dargestellt.

Methode	Volumen	Information
MOKE	obere Schichten	Magnetisierung
XMCD	obere Schichten	Magnetisierung
XRR	obere Schichten	Rauigkeit
XRD	komplette Probe	Kristallstruktur
VSM	komplette Probe	Magnetisierung

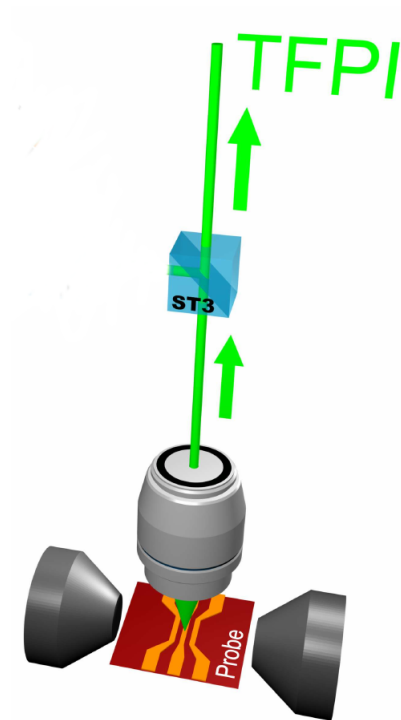
**Tabelle 3.1:** Übersicht der Messmethoden.

### 3.8 Brillouin-Lichtstreuungsmikroskopie (BLS)

Die gemessenen Permalloy-Proben kennzeichnen sich durch eine sehr kleine Struktur aus, um auch orts aufgelöst messen zu können wurde das Brillouin-Lichtstreuungsmikroskop verwendet [64]. In Abbildung 3.9 ist der Strahlengang des Mikroskops dargestellt. Um die räumliche Auflösung zu erhöhen, wird mit einem Objektiv mit hoher numerischer Apertur Laserlicht auf die Probe fokussiert und anschließend das gestreute Licht kollimiert. Ein Strahlteiler leitet das inelastisch gestreute Licht in den Detektor. Den frequenzselektiven Detektor bildet ein Tandem-Fabry-Pérot-Interferometer (TFPI).

Ein TFPI basiert auf der Vielstrahlinterferenz. Es ermöglicht durch seine besondere Konstruktion frequenzabhängig Messungen der Spinwellen-Intensität mit einem hohen Kontrast und einer großen Sensitivität bei der Detektion der Spinwellenfrequenzen (ausführlich erklärt in Referenz [65]). Mit diesem Detektor können somit auch schwache thermisch angeregte Spinwellen-Signale, welche eine geringere Intensität im Vergleich zu thermischen Signalen aufweisen, detektiert werden.

Der Aufbau ermöglicht es, durch Bewegung der Probe, orts aufgelöst zu messen. Die Messposition auf der Probe kann dabei mit Hilfe einer integrierten Belichtung sowie einer CCD-Kamera kontrolliert werden.



**Abbildung 3.9:** Rückreflektierter Laserstrahl im BLS-Mikroskop. Das Laserlicht wurde eingekoppelt und mit dem Objektiv auf die Probe fokussiert. In der Rückstreuengeometrie wird das reflektierte Licht durch das Objektiv kollimiert. Der Strahlteiler ST3 lässt nur das unelastisch gestreute Licht zu dem TFPI durch. Abbildung modifiziert aus [63] entnommen.

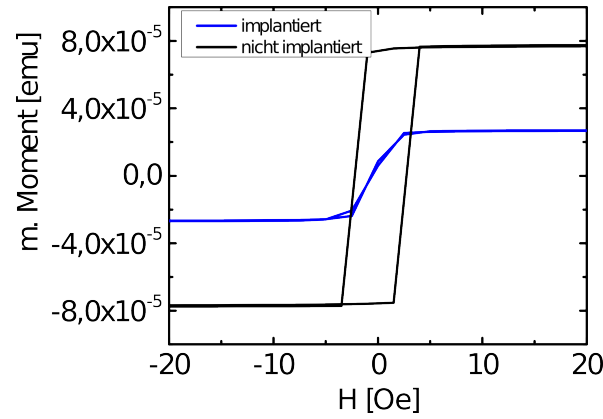
# 4 Anisotroper Magnetowiderstand in Hybridproben

## 4.1 Herstellung magnetischer Hybridproben durch Implantation

Die in dieser Arbeit zu untersuchenden Proben sind Si Wafer, welche vom IPHT Jena durch Kathodenzerstäubung mit einer Nickeleisenlegierung (Permalloy) beschichtet wurden. Während der 20 nm dicken Filmherstellung wurde ein magnetisches Feld angelegt und dadurch eine induzierte Anisotropie erzeugt. Im nächsten Schritt wurde ein 200 nm dicker PMMA Fotolack aufgebracht. Danach wurde der Lack durch eine Maske bestrahlt und entwickelt. Die dabei benutzte Maske wurde nach meiner Zeichnung von Compugraphics Jena angefertigt (Maskenbild s. Anhang auf Seite 95).

Als nächstes folgte die Ionenimplantation mit Chrom-Ionen. Es wurde eine Cr-Fluenz von  $1 \times 10^{16} \text{ Cr}^+/\text{cm}^2$  gewählt, sodass die implantierten Streifen eine Sättigungsmagnetisierung von ca 36% im Vergleich zur ursprünglichen Magnetisierung haben (Abb. 4.1). Das Hinzufügen von Chrom in Nickel führt zu einer Senkung der Curie-Temperatur unterhalb der Raumtemperatur, dieses bewirkt die Senkung der Sättigungsmagnetisierung. Bei 8 at% Chrom ist Permalloy unmagnetisch [66]. In Abbildung 4.2(a) ist die TRIDYN Simulation bei der Implantation mit Cr-Ionen mit einer Energie von 15 keV gezeigt (Informationen zu TRIDYN in Kapitel 2.5). Bei dieser Energie erhält man eine möglichst homogene Verteilung von Chrom in der kompletten magnetischen Schicht. Außerdem wird dabei Siliziumdioxid nur geringfügig in das Material gemischt. Deshalb wurde diese Energie gewählt.

In Abbildung 4.2(b) ist der Fotolack orangefarben dargestellt. Die Ionen können nur in die nicht abgedeckten Streifen eindringen. Das Resultat ist eine magnetische Hybridstruktur aus Streifen. Hierbei befindet sich ein nicht implantierter Streifen neben einem durch Implantation magnetisch modifizierten Streifen.

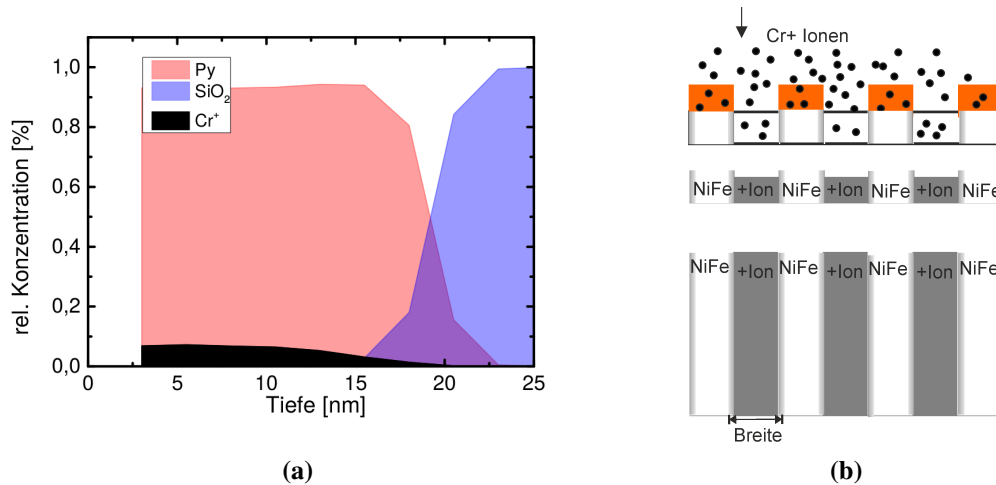


**Abbildung 4.1:** VSM-Messungen einer unimplantierten Permalloyschicht (schwarze Kurve) und einer mit  $15 \text{ keV } 1 \times 10^{16} \text{ Cr}^+/\text{cm}^2$  implantierten Permalloyschicht (blaue Kurve).

Des Weiteren führt die Implantation zu einer Reduzierung der vorher induzierten Anisotropie [66]. Außerdem findet eine Durchmischung des Filmes statt, wobei das Nickel tiefer in den Film gebracht wird. Diese und weitere Implantationsbetrachtungen von Chrom in Permalloy sind in der Publikation von Fassbender *et al.* [66] nachzulesen. Das Einbringen von Chrom-Ionen in Permalloy führt zu einer ausgeprägten Reduzierung des AMR [25]. Der Grund dafür liegt in der Differenz der Valenzelektronen der Gitteratome (Fe bzw. Ni) und des Störatoms (Cr). Das Linde Gesetz besagt, dass  $R_0$  quadratisch proportional zu Differenz dieser Elektronen ist. Nagura *et al.* haben die Tendenz festgestellt, das Störatom, welche im Periodensystem näher an Nickel angeordnet sind zu einer größeren Reduzierung des AMR führen, als weiter weg platzierte [67]. Cr-Ionen haben wegen der Nähe zu Nickel somit eine hohe reduzierende Wirkung auf den AMR. In Permalloy liegt das Fermi-Level im 3d-Band des Eisens, weshalb Elemente, die im Periodensystem der Elemente in der Nähe von Eisen sind, eine größere Wirkung auf den AMR haben, als Elemente in der Umgebung von Nickel.

Im folgenden Ergebnisteil der Hybridproben wird zuerst auf einen nicht strukturierten Permalloyfilm eingegangen, dann folgen verschiedene Streifenstrukturen und zusammengesetzte Streifenstrukturen. Es wird insbesondere die Abhängigkeit des AMR von Streifenbreite, Streifenorientierung zum Strom und Anisotropie untersucht.





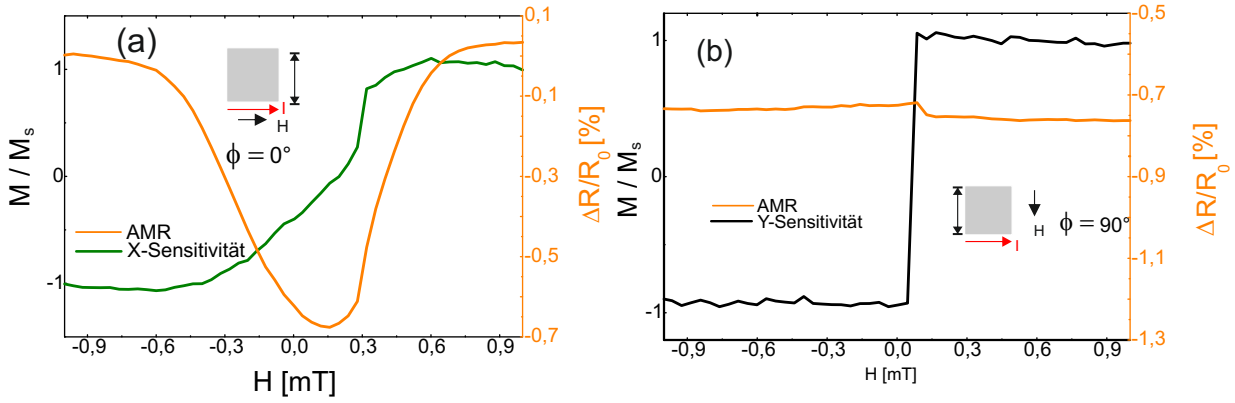
**Abbildung 4.2:** (a) TRIDYN-Simulation des Tiefenprofils nach Implantation mit 15 keV und  $1 \times 10^{16} \text{ Cr}^+/\text{cm}^2$  und (b) Prinzipskizze der Streifenhybridstruktur.

## 4.2 AMR von unstrukturiertem Permalloy mit induzierter Anisotropie

Bei dem gemessenen Permalloyfilm ist der Strom senkrecht zur induzierten Anisotropie angelegt wurden. Legt man das Feld parallel zum Strom an, so erkennt man ein negatives parabolisches Verhalten des Widerstandes bei Variation des Feldes (orangefarbene Kurve in Abb. 4.3(a)). Dieses stimmt mit dem bereits vorher beschriebenen Verhalten in Kapitel 2.4 überein. Ist das Feld senkrecht zur Stromrichtung angelegt, so ist der Widerstand konstant (orangefarbene Kurve in Abb. 4.3(b)). Dies steht im Widerspruch zum vorher beschriebenen Verhalten. Der Grund dafür liegt in der feldinduzierten Anisotropie. Wegen der induzierten Anisotropie kann die Magnetisierung sich nicht so leicht drehen wie im Fall ohne Anisotropie. Stattdessen schaltet sie von der einen leichten Richtung in die andere leichte Richtung (schwarze Magnetisierungskurve Abb. 4.3(b)) und verbleibt somit in einer leichten Richtung. Somit kann sich der Widerstand nicht verringern. Der Widerstand ist deshalb beim Schalten in der leichten Richtung konstant. Nur ein kleiner Peak kann während der Ummagnetisierungsvorgang auftreten, dieser deutet auf das Vorhandensein von Domänenwänden hin.

Dass der Widerstand konstant bleibt, wenn die Magnetisierung in der leichten Richtung bleibt, wurde auch von Piraux *et al.* an Nickel-Drähten gemessen [27].

In der folgenden Auswertung wird nur auf einen Teil meiner Messungen eingegangen. Im Anhang (auf Seite 95) ist eine Auflistung sämtlicher Proben. Die eben dargestellte Permalloy-



**Abbildung 4.3:** AMR-Messungen (orange Kurve) und Magnetisierungsmessungen (grüner bzw. schwarzer Ast) an einer Permalloy-Schicht mit induzierter Anisotropie (Doppelpfeil). (a) Feld parallel zur Stromrichtung und (b) Feld senkrecht zur Stromrichtung. Die Widerstandskurven sind zueinander skaliert.

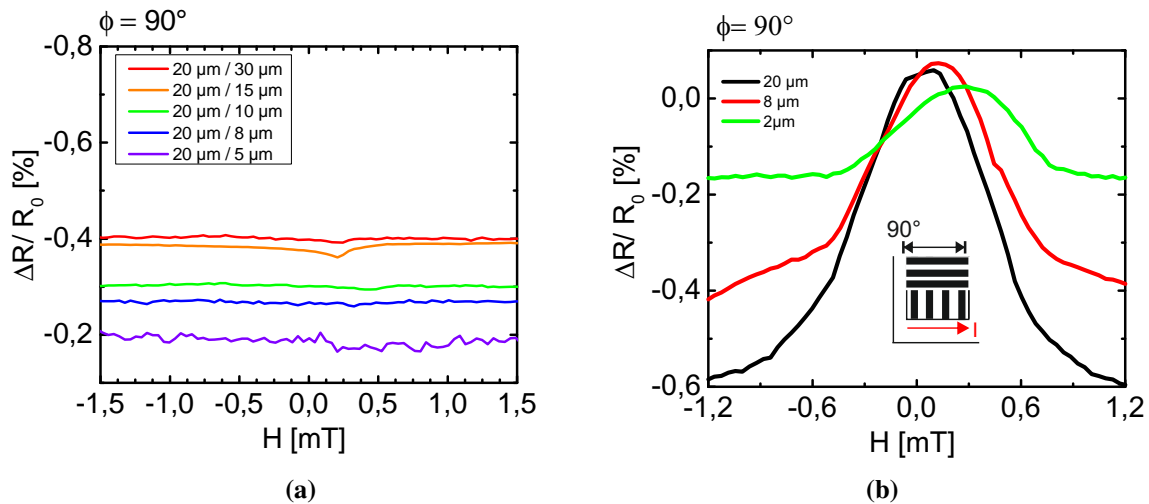
Schicht ist mit Ionenstrahlen strukturiert worden (Kapitel 4.1). Hierbei liegt die induzierte Anisotropie parallel zur langen Achse der Streifen. Die Motivation, die Proben magnetisch zu strukturieren, ist die gezielte Modifikation des AMR durch die gewählte Struktur.

Zur Untersuchung dieses Effektes wird zuerst auf Streifenproben, bei denen die Streifen senkrecht zur Stromrichtung liegen, eingegangen. Danach wird ein System vorgestellt, bei dem Streifen parallel und senkrecht zur Stromrichtung ausgerichtet sind. Außerdem wird untersucht, welchen Einfluss die gewählte Streifenbreite und die Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung auf den AMR haben. Am Ende des Kapitels erfolgt die Betrachtung der Rolle der Anisotropie auf das AMR-Verhalten. Durch die gezielte Veränderung der Streifenanordnung, der Streifenbreite, des Schaltfelds der Streifen unter Beachtung der induzierten Anisotropie hat man mehrere Freiheitsgrade den AMR durch Strukturierung zu beeinflussen.

## 4.3 Modifikation des AMR durch Strukturierung

### 4.3.1 Streifenstrukturen senkrecht zur Stromrichtung

Es gilt herauszufinden, mit welcher Streifenstruktur man den AMR signifikant gegenüber dem unstrukturierten Fall verändern kann. Eine Übersicht verschiedener AMR-Messungen, bei denen das Feld entlang der Streifenrichtung angelegt wurde, ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Mit Ausnahme der Messung an der Probe mit den 15  $\mu\text{m}$  breiten nicht implantierten Streifen ist der Widerstand konstant. Dieses Verhalten bei einem angelegten Feld parallel zur langen



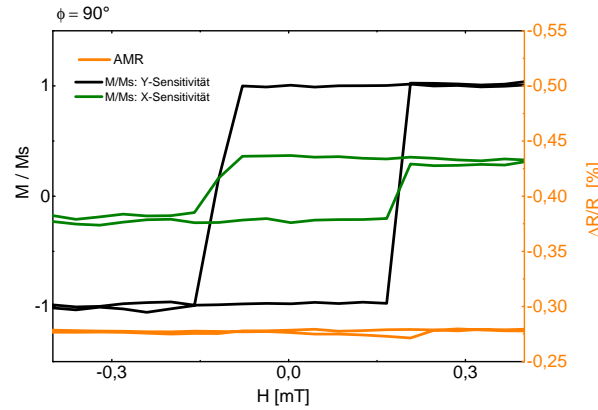
**Abbildung 4.4:** AMR-Messungen bei Feldrichtung  $90^\circ$  für (a) 20 μm breite implantierte Streifen und verschieden breite, nicht implantierte Streifen und (b) zusammengesetzte Streifenstrukturen mit verschiedenen Streifenbreiten.

Achse der Streifen ist auch für viele andere Proben gemessen wurden. Im folgenden gilt: Die erstgenannte Breite bezieht sich auf den implantierten, die zweite auf den unimplantierten Streifens (...μm / ... μm ). Sämtliche Abkürzungen sind im Abkürzungsverzeichnis aufgelistet. Probenserien, für die dieses Verhalten bei einer AMR-Messung mit Feld parallel zur langen Achse des Streifens gemessen wurde, sind:

- Probenserie, mit probenweiser Variation des implantierten Streifens (5 μm bis 30 μm /20 μm)
- Probenserie, mit probenweiser Variation des nicht implantierten Streifens (20 μm/von 5 μm bis 30 μm)
- Probenserie, mit gleich breiten Streifen (8 - 22 μm/8 - 22 μm )

Im Gegensatz dazu ist bei der zweiten Messung ein fast parabolischer Anstieg des AMR für Proben mit einer zusammengesetzten Streifenstruktur messbar Abb. 4.4(b) (ausführliche Diskussion im Kapitel 4.3.3).

In Abbildung 4.5 ist eine komplette Hysterese inklusive des Widerstandes abgebildet. Dort ist erkennbar, dass man durch das Darstellen nur eines Hystereseastes keinen Informationsverlust hat, weil das Ummagnetisierungsverhalten von negativen zu positiven Feldwerten dem Ummagnetisierungsverhalten von positiven zu negativen entspricht. Da die Lichteinfallsebene

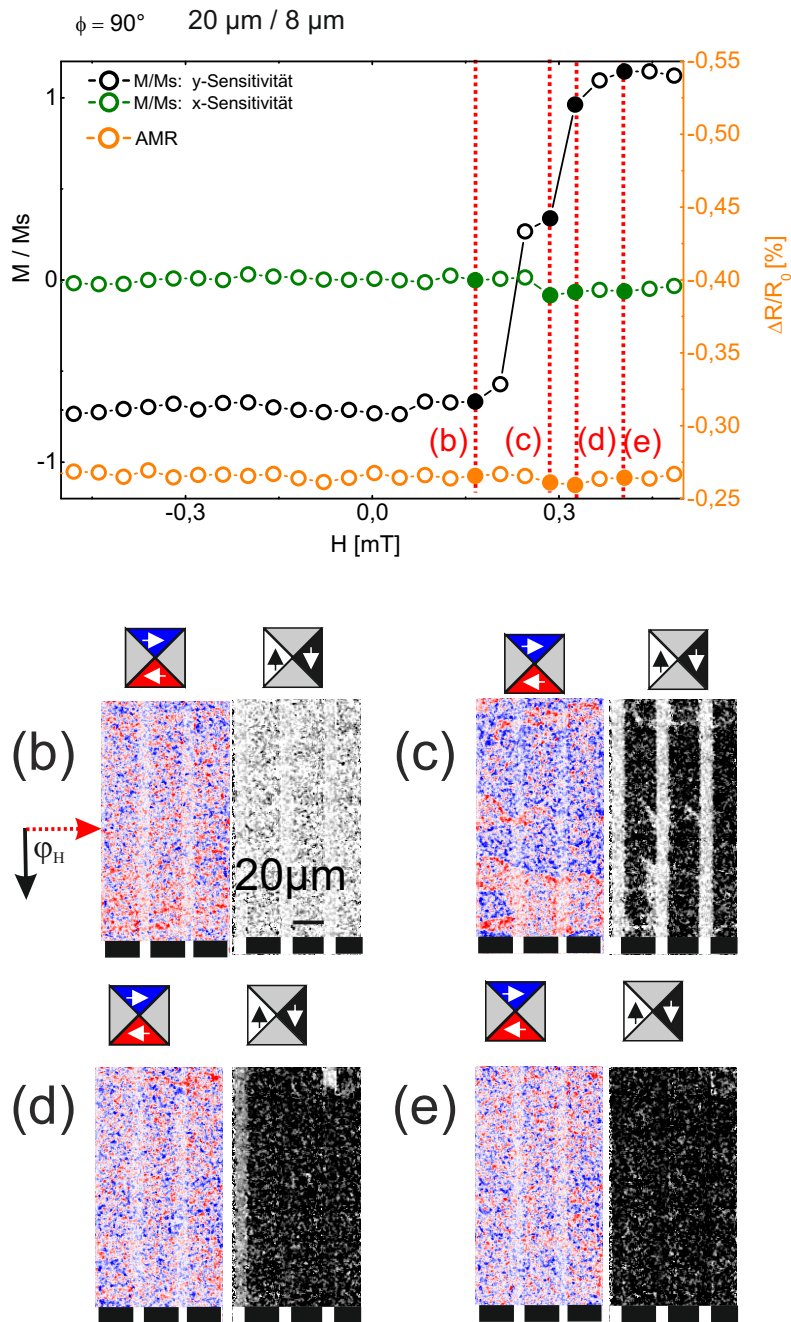


**Abbildung 4.5:** AMR und Ummagnetisierungskurven bei Feldrichtung  $90^\circ$  für  $(8\text{ }\mu\text{m}/20\text{ }\mu\text{m})$  Streifen. Der AMR ist orangefarben und die Hysterese in schwarz (grün) für Y-Sensitivität (X-Sensitivität) gezeigt.

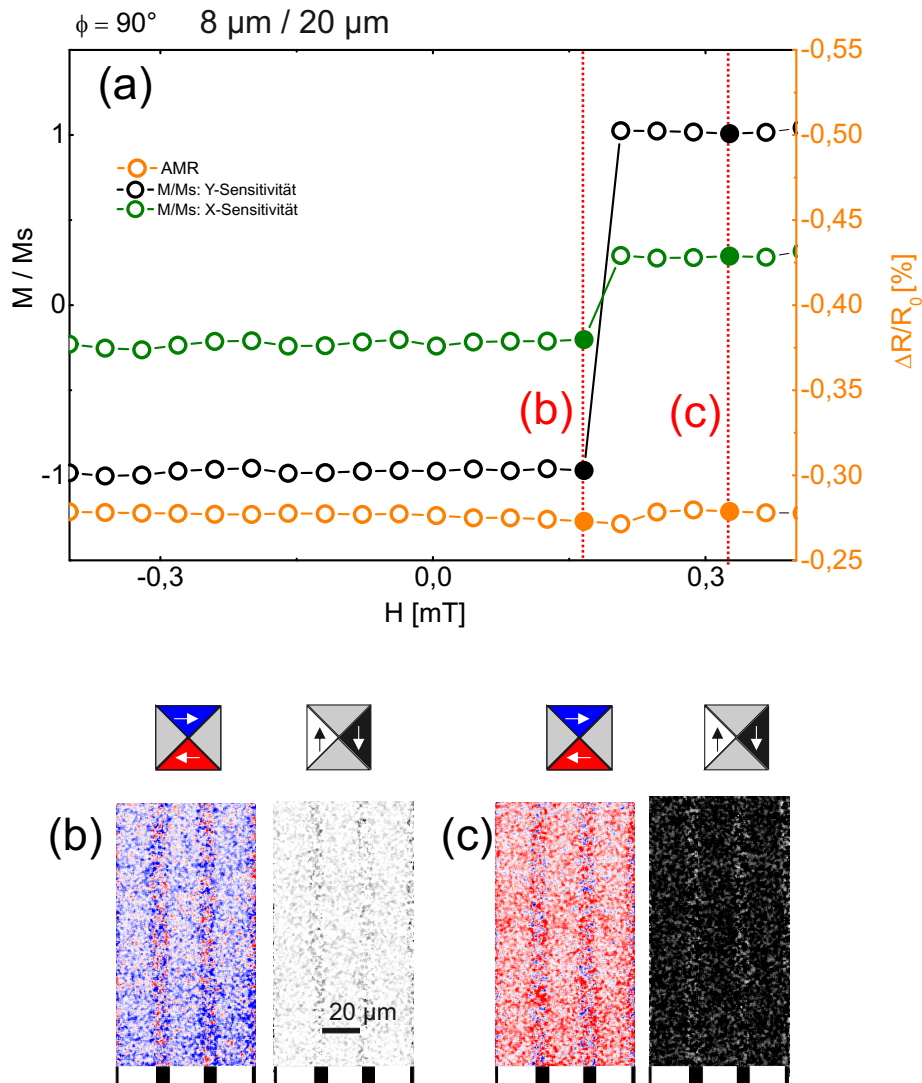
nicht perfekt zur Magnetisierungsrichtung aufgerichtet ist, ist auch in der X-Sensitivität eine schwache Hysterese erkennbar. Zur besseren Sichtbarkeit ist für alle folgenden Messungen nur jeweils ein Teil der Hysterese gezeigt, und zwar in Richtung von negativen zu positiven Feldwerten.

In den Abbildungen 4.6 und 4.7 sind zwei verschiedene Messungen dargestellt, bei denen der Widerstand konstant ist. In der Abbildung 4.6 haben die implantierten (unimplantierte) Streifen eine Breite von  $20\text{ }\mu\text{m}$  ( $8\text{ }\mu\text{m}$ ). Im Gegensatz ist bei der zweiten Messung (Abb. 4.7) das Breitenverhältnis umgekehrt ( $20\text{ }\mu\text{m}/8\text{ }\mu\text{m}$ ). Die schwarzen Messkurven zeigen die Magnetisierungskurve aufgenommen in der Sensitivität parallel zur langen Achse der Streifen und die grünen die Magnetisierungskurven senkrecht zur langen Achse der Streifen. Der AMR ist durch die orangefarbenen Kurven dargestellt. Der Widerstand ist auf den Wert  $R_0$  normiert. Dies stellt den Widerstand dar, wenn ein Sättigungsfeld senkrecht zur Streifenachse angelegt wurde. Damit ist  $R_0$  der maximale AMR des Materials. Die Magnetisierung wurde auf die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  in der jeweiligen Sensitivitätsrichtung normiert. Das Feld liegt in Richtung der langen Streifenachse an, also senkrecht zur Stromrichtung. Die Bedeutung der gewählten Sensitivitätsrichtung für die gemessenen Magnetisierungskurven wurde bereits in Kapitel 2.3 erörtert. Im Symbolverzeichnis ist die Beschriftungsnomenklatur nochmals aufgelistet.

Des Weiteren sind ausgewählte Domänenbilder unterhalb des Graphen in Abbildungen 4.6(a) und 4.7(a) gezeigt. Hierbei kennzeichnen die rot gestrichelten Linien und der kleine



**Abbildung 4.6:** AMR und zugehörige Kerrmikroskopbilder bei Feldrichtung  $90^\circ$  für  $(20 \mu\text{m}/8 \mu\text{m})$  Streifen. Es ist jeweils nur ein Ast des AMR (orange Kurve) bzw. der Hysterese (schwarze bzw. grüne Kurve) gezeigt. Gepunktete Linien markieren die Feldwerte, für die Kerrbilder gezeigt sind. Die Empfindlichkeitsrichtung ist über den Bildern angegeben.



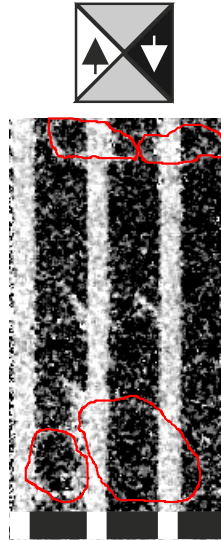
**Abbildung 4.7:** AMR und zugehörige Kerrmikroskopbilder bei Feldrichtung  $90^\circ$  für (8  $\mu\text{m}$ /20  $\mu\text{m}$ ) Streifen. Es ist jeweils nur ein Ast des AMR (orange Kurve) bzw. der Hysterese (schwarze bzw. grüne Kurve) gezeigt. Gepunktete Linien markieren die Feldwerte, für die Kerrbilder gezeigt sind. Die Empfindlichkeitsrichtung ist über den Bildern angegeben.

Buchstabe im Bild den dazugehörigen Messwert. Die schwarzen Boxen im unteren Bereich der Abbildungen 4.6(b) - 4.6(e) und 4.7(b) - 4.7(c) markieren die implantierten Streifen und die weißen die nicht implantierten Streifen. Das Quadrat über den Domänenbildern macht den Zusammenhang zwischen der Farbe und dem Magnetisierungswinkel deutlich. Hierbei zeigt die Magnetisierung nach oben (unten), wenn die Domäne weiß (schwarz) ist. Und nach links(rechts) wenn die Magnetisierung rot (blau) ist.

Bei beiden Messungen ist der AMR konstant. Dies stimmt mit dem schnellen Umschalten der Magnetisierung überein. Betrachtet man die Magnetisierungskurven parallel zum Streifen, so erkennt man, dass im Fall von Abb. 4.7 ein Magnetisierungsschalten in der leichten Richtung vorliegt (schwarze Kurve). Das ist auch am Kontrastwechsel von schwarz auf weiß in den Bildern 4.7(b) und 4.7(c) erkennbar. Bei der zweiten Messung (Abb. 4.6) ist ein mehrstufiges Schaltverhalten in der Ummagnetisierungskurve sichtbar, welches sich auch in den Domänenbildern (4.6(b) - 4.6(e)) widerspiegelt. Im Bereich der negativen Sättigung sind beide Streifensorten entlang der Feldrichtung  $90^\circ$  nach oben ausgerichtet. Wird das Feld weiter in die  $270^\circ$  Richtung gedreht, so schalten zuerst die implantierten Streifen (Vergleiche Bild 4.6(b) mit Bild 4.6(c)) und die nicht implantierten Streifen schalten erst bei höheren Feldwerten (Vergleiche Bild 4.6(c) mit Bild 4.6(d)). Betrachtet man das Bild 4.6(c) genauer, so sieht man, dass sich der Übergang zwischen den zwei Domänensorten nicht an der Streifenkante orientiert, sondern sich die Domänengrenze in die nicht implantierten Streifen ausdehnt. Hierbei handelt es sich um eine  $360^\circ$  Domänenwand, die im Folgenden erklärt wird.

**Bei einer  $360^\circ$  Domänenwand** dreht die Magnetisierung um  $360^\circ$  in der Wand. Deshalb ist die Gesamtladung der Wand null und es sind beliebig runde Formen möglich. In der Abbildung 4.8 sind die  $360^\circ$  Wände farbig hervorgehoben.  $360^\circ$  DW können entstehen zwischen Domänen mit gleicher Ausrichtung unter bestimmten Voraussetzungen [68]. Die Voraussetzungen sind, dass die Ummagnetisierung der Probe in leichter oder schwerer Richtung erfolgte, dabei war eine  $180^\circ$  DW an einer Blochlinie oder Defekt fixiert und wird bei weiterer Feldveränderung abgespalten. Weil die Außenmagnetisierung entgegengesetzt zur Magnetisierung der Wandmitte ist, hat solch eine DW eine hohe Stabilität und kann auch bei hohen Feldern auftreten [69]. Dabei kann die Außenmagnetisierung entweder senkrecht, parallel oder schräg zur Wandebene sein. Im zweiten und dritten Fall ist ein Zerfall der DW in Néelwände möglich. Die  $360^\circ$  DW ist auch noch bei Messung an dieser Probe bei einem Feldwinkel von  $60^\circ$  sowie  $90^\circ$  Feldmessung an ( $18\text{ }\mu\text{m}/18\text{ }\mu\text{m}$ ) Streifen aufgetreten.

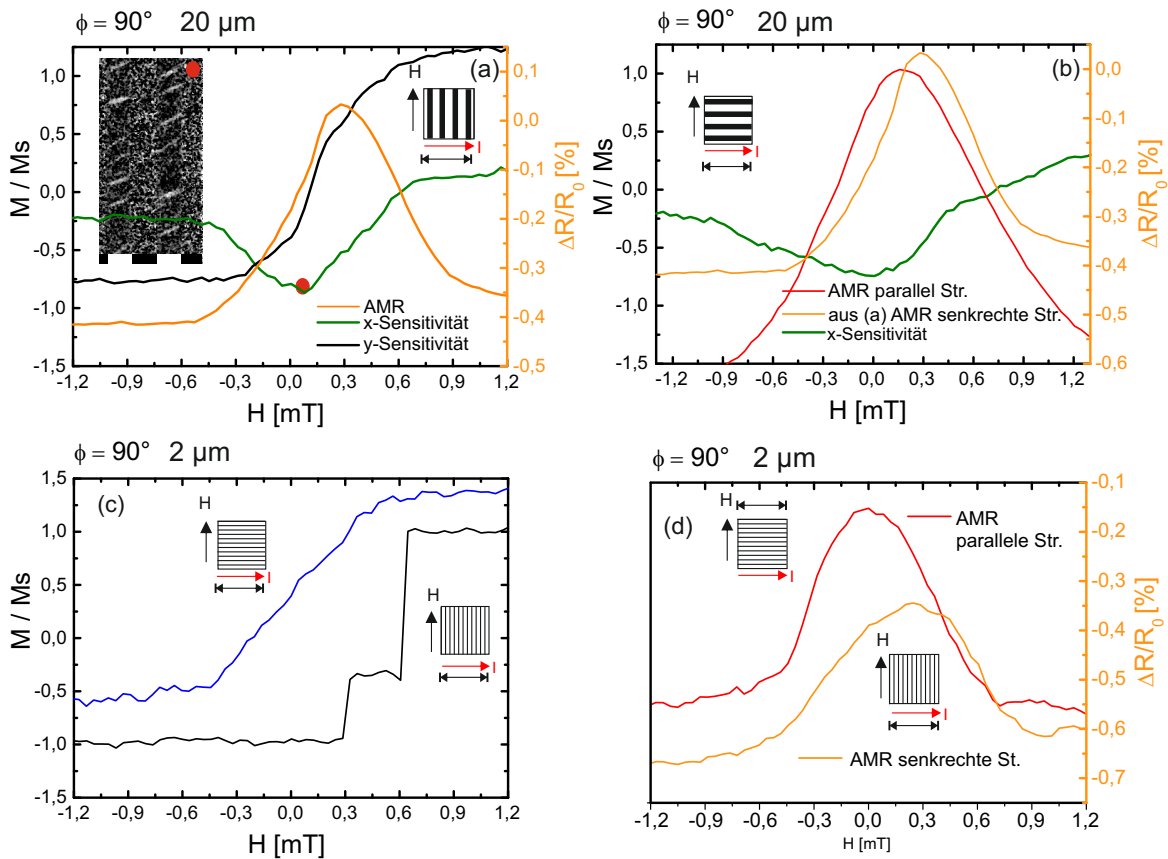




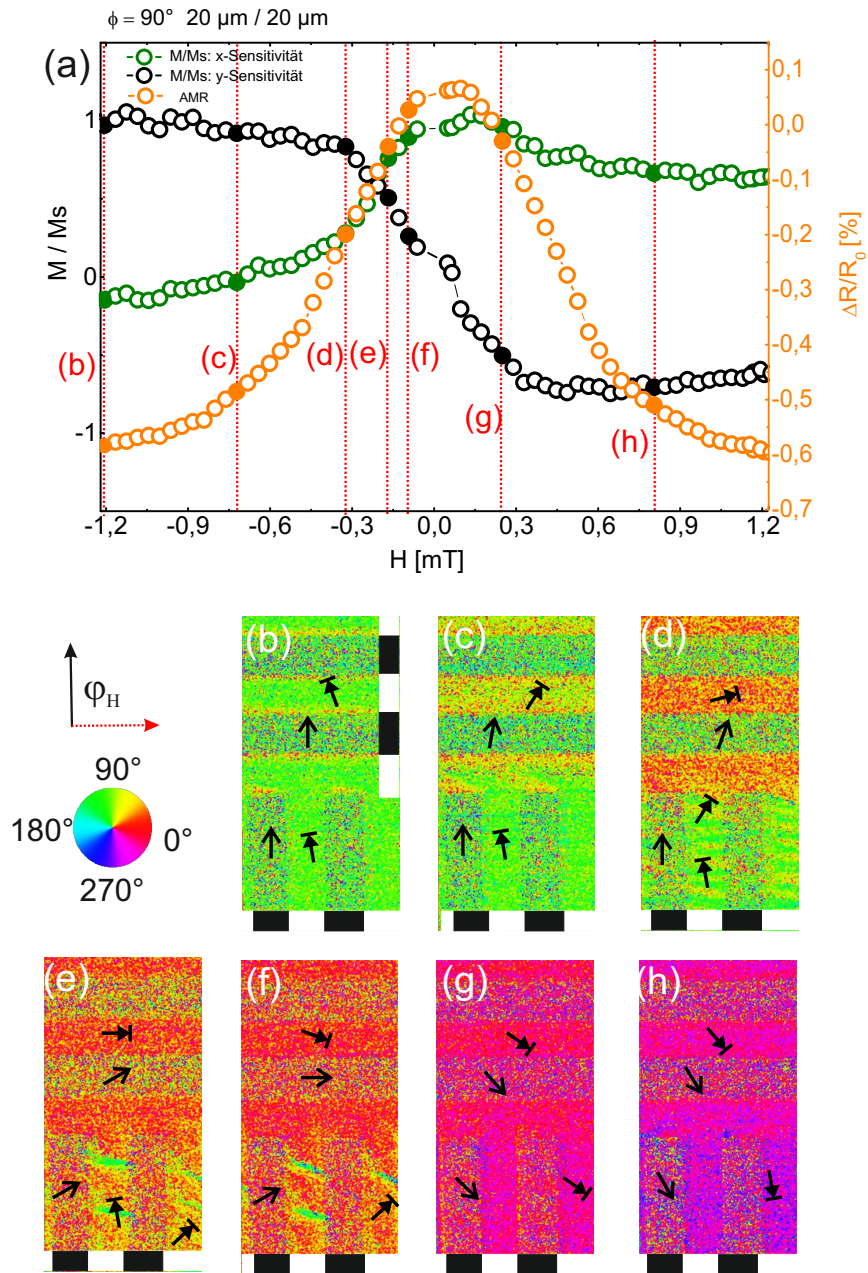
**Abbildung 4.8:** Domänenbild (c) aus Abbildung 4.6 der (20  $\mu\text{m}$ /8  $\mu\text{m}$ ) Streifen mit hervorgehobenen 360 ° Domänenwänden. Die Empfindlichkeitsrichtung ist über dem Bild angegeben.

Betrachtet man nun den AMR bei beiden Messungen, so fällt auf, dass dieser sowohl beim Schalten in der leichten Richtung als auch beim mehrstufigen Schalten konstant ist. Im ersten Fall entspricht das Schaltverhalten dem des unstrukturierten Permalloy, welches vorher in Kapitel 4.2 beschrieben wurde. Die vorgenommene Strukturierung ist somit nicht ausreichend, um das AMR-Verhalten zu ändern. Auch die antiparallele Magnetisierungsausrichtung der Streifen und die dadurch auftretenden Domänenwände beeinflussen das AMR-Verhalten nicht. Die hier gewählte einfache Streifenstruktur modifiziert den AMR im Vergleich zu der unstrukturierten Permalloy-Schicht in dieser Feldrichtung nicht. Deshalb wurde auf eine komplexere Streifenstruktur gewechselt.





**Abbildung 4.9:** AMR und Kerrmikroskopie Messungen bei Feldrichtung  $90^\circ$  an ( $20\ \mu\text{m}/20\ \mu\text{m}$ ) breiten Streifenproben mit induzierter Anisotropie parallel zum Strom: (a) Streifen senkrecht zum Strom und (b) Streifen parallel zum Strom. Messungen an ( $2\ \mu\text{m}/2\ \mu\text{m}$ ) breiten Streifenproben bei Feldrichtung  $90^\circ$ : (c) Magnetisierungskurven mit Streifen parallel zum Strom (blau) und Streifen senkrecht zum Strom (schwarz) und (d) AMR Messung an Streifen parallel zum Strom (rot) und senkrecht zum Strom (orange).



**Abbildung 4.10:** AMR (orange) und Kerrmikroskopie Messungen (grün bzw. schwarz) mit Bildern von  $(20 \mu\text{m}/20 \mu\text{m})$  breiten Streifen parallel und senkrecht zum Strom mit Feldrichtung  $90^\circ$ . Die schwarzen Pfeile in (b)-(h) geben die mittlere Magnetisierungsrichtung wieder. Die angegebene Farbcodierung zeigt die konkrete Magnetisierungsrichtung der Probe.

### 4.3.2 Zusammengesetzte Streifenstruktur senkrecht und parallel zur Stromrichtung

In Abb. 4.9 ist die AMR-Messung für 20  $\mu\text{m}$  (2  $\mu\text{m}$ ) breite Streifen für den 90° Feldwinkel dargestellt. Im Gegensatz zu vorher liegt nun die induzierte Anisotropie senkrecht zur langen Achse der Streifen an. Man erkennt den parabolischen Anstieg des Widerstandes während der Ummagnetisierung. Dieses spiegelt sich auch in der einer schweren Richtung entsprechenden Hysterese der 20  $\mu\text{m}$  Streifen wider (Abb. 4.9(a)). Bei den Streifen mit der 10% kleineren Streifenbreite erfolgt auf Grund der höheren Formanisotropie ein Schalten in leichter Richtung im Fall des Stromes senkrecht zur den Streifen (Abb. 4.9(c)). Vergleicht man den Maximalwert der AMR-Kurven wenn der Strom parallel zu den Streifen angelegt ist mit der Stromrichtung senkrecht zu den Streifen (Abb. 4.9(b)), so ist erkennbar, dass im Fall der Streifen parallel zur Stromrichtung der parabolische Anstieg deutlich ausgeprägter ist und das Maximum des AMR bei niedrigeren Feldwerten erreicht wird. Die Ausrichtung der Streifen zur Stromrichtung beeinflusst somit auch das AMR-Verhalten.

Als nächster Schritt wurden beide Streifenausrichtungen kombiniert. Die strukturierte Probe besteht je zur Hälfte aus Streifen, die parallel und senkrecht zur Stromrichtung ausgerichtet sind. In Abbildung 4.10(a) wird die Ummagnetisierungskurve senkrecht zum Strom in schwarz dargestellt und parallel zum Strom in grün. Die restliche Farbgebung ist dieselbe wie vorher beschrieben (siehe Symbolverzeichnis). Betrachtet man die Domänenbilder 4.10(b) - 4.10(h), erkennt man, dass zuerst die Magnetisierung in den Streifen parallel zur Stromrichtung kohärent dreht und dann die Magnetisierung in den Streifen senkrecht zur Stromrichtung folgt. Auf Grund der großen Streifenbreite tritt nun eine Magnetisierungsrotation und kein Schaltverhalten auf (auch erkennbar an der Ummagnetisierungskurve in Abb. 4.10(a) [66]). Hierbei erkennt man Domänen in den nicht implantierten senkrechten Streifen (Abb. 4.10(d) - (f)), welche ein Indiz für die Richtung der induzierten Anisotropie parallel zur Stromrichtung sind. Des Weiteren ist in Abb. 4.10(c) die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Streifenregionen sichtbar. Weil aber dieser spezielle Streifen nur einen sehr kleinen Anteil an der  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  großen Probe hat, ist sein Domänenverhalten für den AMR nicht von Bedeutung.

Um den AMR gezielt zu modifizieren kann man das Verhältnis der Streifen parallel und senkrecht zum Strom ändern. Ein höherer Anteil paralleler Streifen bei AMR-Messungen mit Feldrichtung 90° führt zu einem früheren Erreichen des AMR-Maximums im Vergleich zu senkrechten Streifen.

Ein weiterer Freiheitsgrad in der AMR-Modifikation bei Hybridproben ist die Streifenbreite.

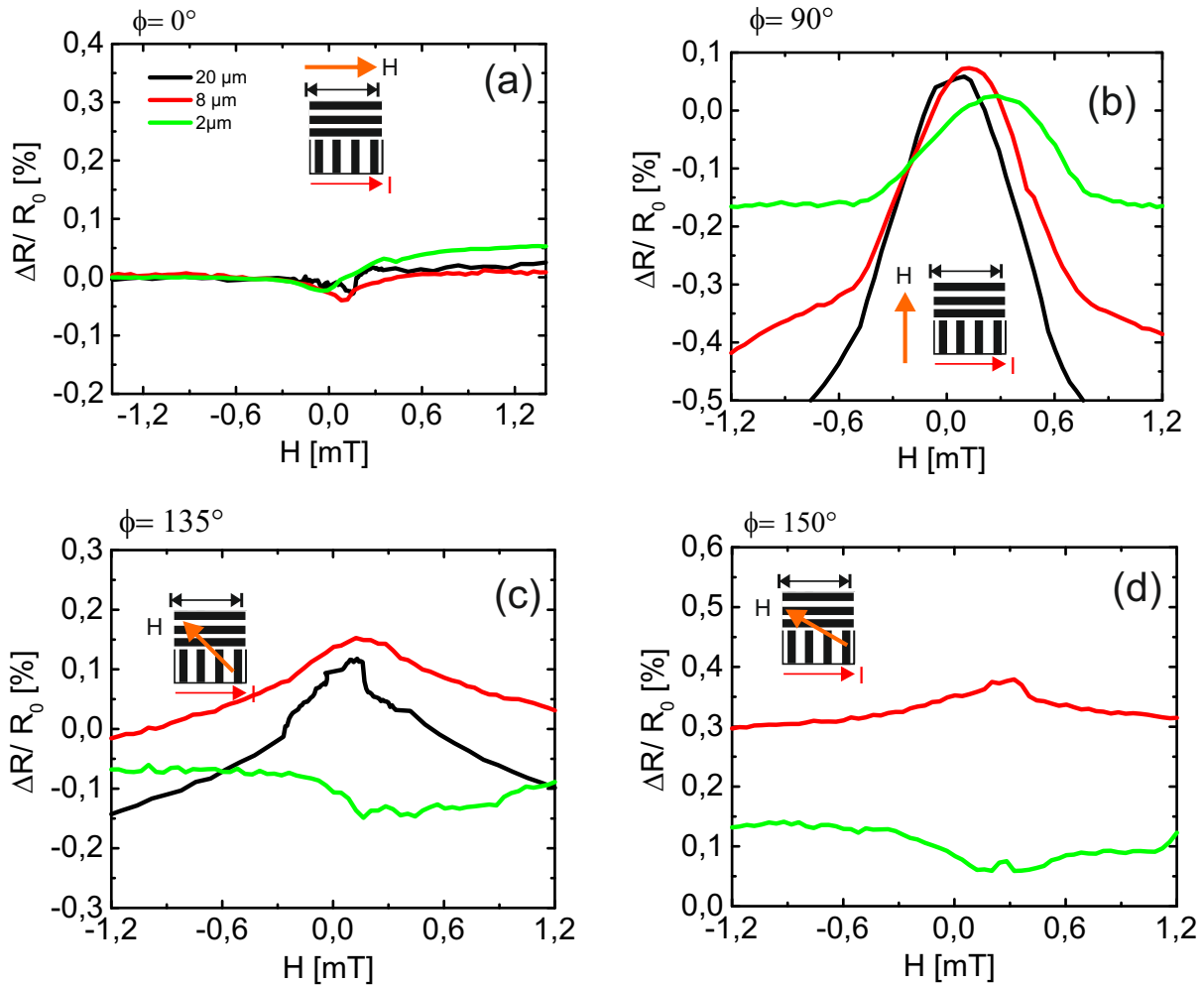
### 4.3.3 Abhängigkeit des AMR von der Streifenbreite bei zusammengesetzten Streifenstrukturen

Im nächsten Schritt wurde die Modifikation des AMR durch die Streifenbreite bei Feldwinkelvariation untersucht. Wie in der Übersicht Abb. 4.11 der AMR-Messungen an Proben mit senkrechten und parallelen Streifen erkennbar ist, variiert das Verhalten des Widerstandes in Abhängigkeit des Feldwinkels. Bei der 135°-Messung und der 150°-Messung ist außerdem das Verhalten des Widerstandes von der Probe mit den 2  $\mu\text{m}$  Streifen unterschiedlich zu den anderen beiden Proben (Abb. 4.11(c) und Abb. 4.11(d)).

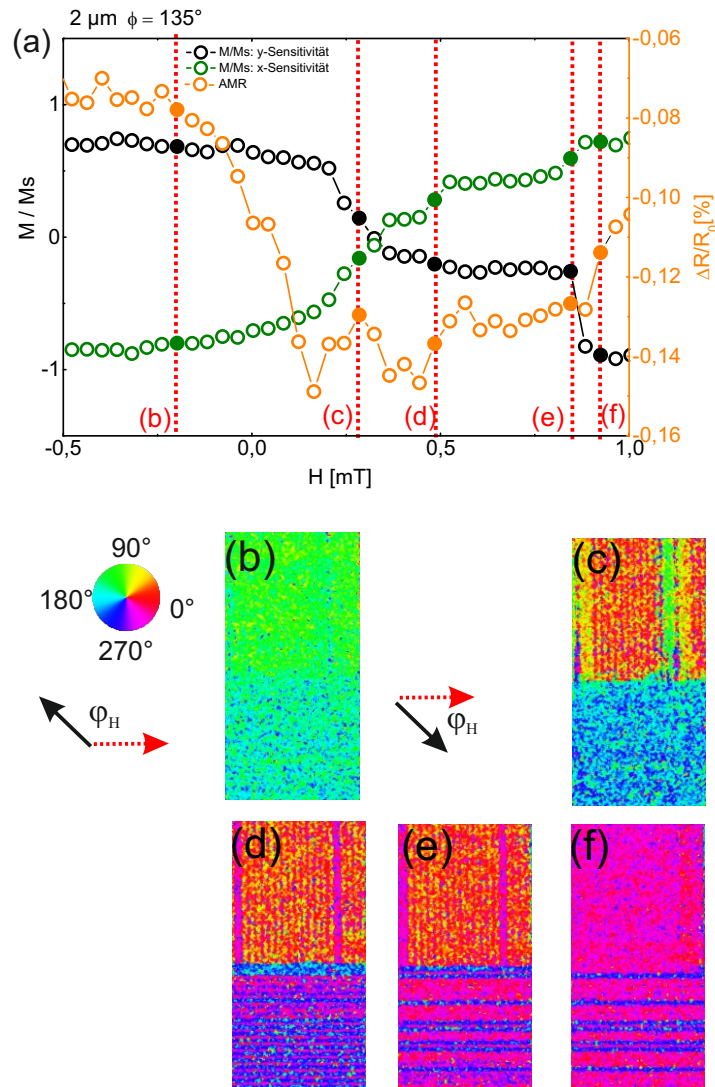
Die Probe mit der geringsten Streifenbreite zeigt einen sinkenden AMR während des Ummagnetisierungsprozesses. Bei kleineren Streifenstrukturen dominiert das Streufeld über das Austauschfeld und es ist deshalb energetisch günstiger, sich an der Strukturkante zu orientieren um die Streufeldenergie zu minimieren [70].

Im Gegensatz dazu orientiert sich die Magnetisierung der breiten Streifen mehr in Richtung des angelegten Feldes. Die höhere Formanisotropie der schmalen Streifen zwingt die Magnetisierungsrichtung sich entlang der langen Streifenachse zu orientieren. Daraus resultiert, dass für einen schmalen Streifen die Magnetisierungsrichtung stärker an der Streifenkante ausgerichtet ist, als bei den breiteren Streifen. Weil die Magnetisierung der zur Stromrichtung parallelen Streifen sich mehr in Richtung senkrecht zum Strom ausrichtet, sinkt der AMR, auch wenn die Magnetisierung in den senkrechten Streifen scheinbar in Stromrichtung gedreht ist (Abb. 4.12(c)). Auch bei Sättigung in die entgegengesetzte Feldrichtung erkennt man, dass die Magnetisierungsrichtung durch die Strukturierung mit Streifen senkrecht und parallel zum Strom beeinflusst wurde.

Bei der Probe mit der großen Streifenbreite (Abb. 4.13) wird eine transversale Spindrehung erwartet, was sich auch in der schrägen Lage der Domänenwand im Streifen widerspiegelt. Die Ummagnetisierung der breiten Streifen erfolgt mit nur sehr leichtem Anstieg des AMR, während die Magnetisierung mehr in Stromrichtung ausgerichtet ist. Auch treten Kantendomänen Bild 4.13(d) und 4.13(e) sowie Ende-zu-Ende-Domänen Bild 4.13(g) während des Schaltprozesses auf. Ende-zu-Ende-Domänen wurden auch in Ringstrukturen mit Engstelle von Kläui *et al.* gemessen [71]. Ende-zu-Ende-Domänen sind Kopf-zu-Kopf-Domänen darin ähnlich, dass bei beiden die Magnetisierung der gegenüberliegenden Domänen in die entgegengesetzte

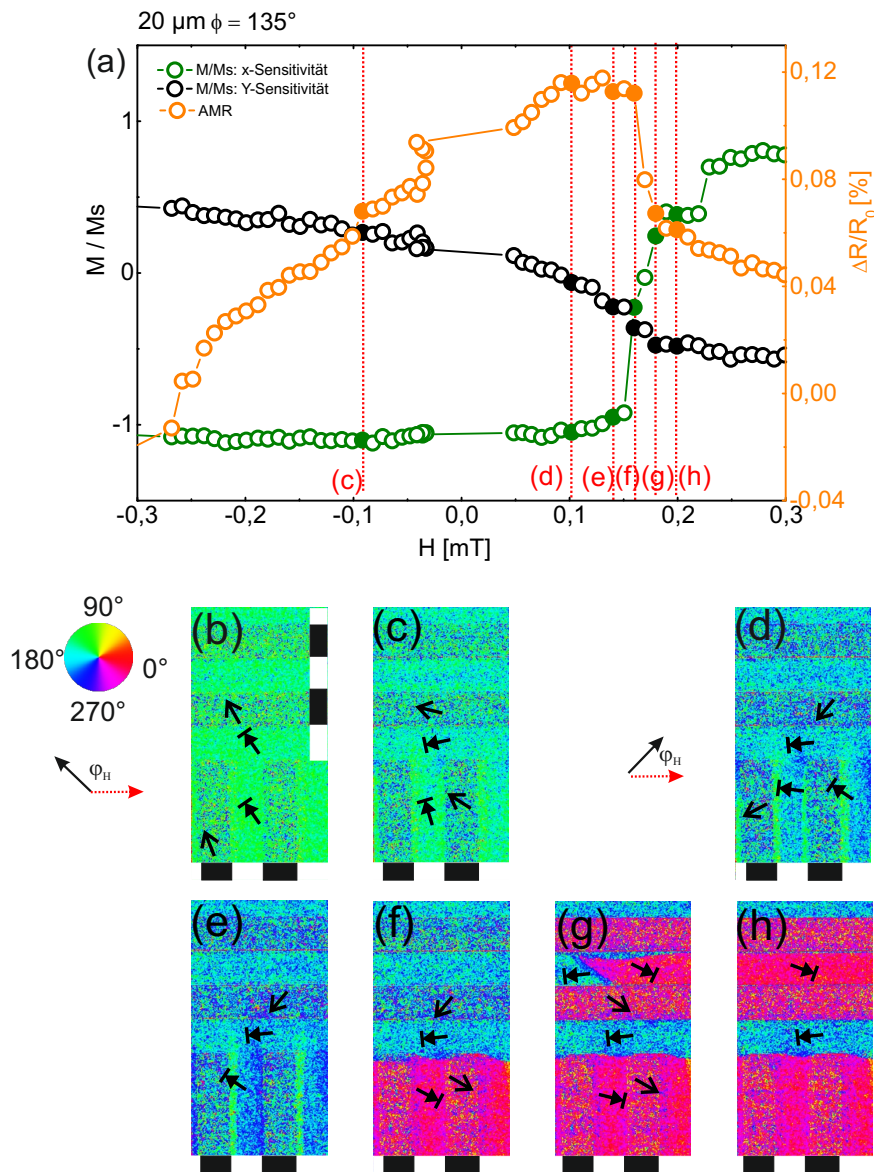


**Abbildung 4.11:** Übersicht der AMR Messungen für Feldwinkel  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  und  $150^\circ$  für zusammengesetzte Streifenproben mit Streifenbreite (20  $\mu\text{m}/20 \mu\text{m}$ ), (8  $\mu\text{m}/8 \mu\text{m}$ ) und (2  $\mu\text{m}/2 \mu\text{m}$ ), wobei eine Hälfte der Streifen parallel und die andere senkrecht zum Strom ausgerichtet ist.



**Abbildung 4.12:** AMR (orange) und Kerrmikroskop Messungen (grün bzw. schwarz) mit Bildern von ( $2 \mu\text{m}/2 \mu\text{m}$ ) breiten Streifen parallel und senkrecht zum Strom mit Feldrichtung  $135^\circ$ . Die angegebene Farbcodierung zeigt die konkrete Magnetisierungsrichtung der Probe.





**Abbildung 4.13:** AMR (orange) und Kerrmikroskop Messungen (grün bzw. schwarz) mit Bildern von (20  $\mu\text{m}$ /20  $\mu\text{m}$ ) breiten Streifen parallel und senkrecht zum Strom mit Feld in  $135^\circ$  Richtung. Die schwarzen Pfeile in (b)-(h) geben die mittlere Magnetisierungsrichtung wieder. Die angegebene Farbcodierung zeigt die konkrete Magnetisierungsrichtung der Probe.

Richtung zeigt. Bei Kopf-zu-Kopf-Domänen zeigen die Magnetisierungsrichtung der beiden Domänen aufeinander zu. Kopf-zu-Kopf Domänen können auftreten, wenn eine Néelwand die Bildung einer  $180^\circ$  Domänenwand verhindert [10]. Eine ausführliche Untersuchung von Kopf-zu-Kopf-Domänen in Permalloy und Cobalt Ringen wurde von Kläui durchgeführt [70]. Für kleine Strukturen ist die Domänenwand bei Kopf-zu-Kopf-Domänen entweder eine in der Ebene liegende transversale Spindrehung oder zeigt Vortex-Verhalten.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass neben der Streifenanordnung zur Stromrichtung auch die Streifenbreite das AMR-Verhalten beeinflusst. Hierbei orientiert sich die Magnetisierung in Streifen mit kleiner Streifenbreite bevorzugt an der langen Achse der Streifen.

Außerdem wird das Schaltverhalten der Streifen von der reduzierten Sättigungsmagnetisierung der implantierten Streifen beeinflusst, was im folgenden betrachtet wird.

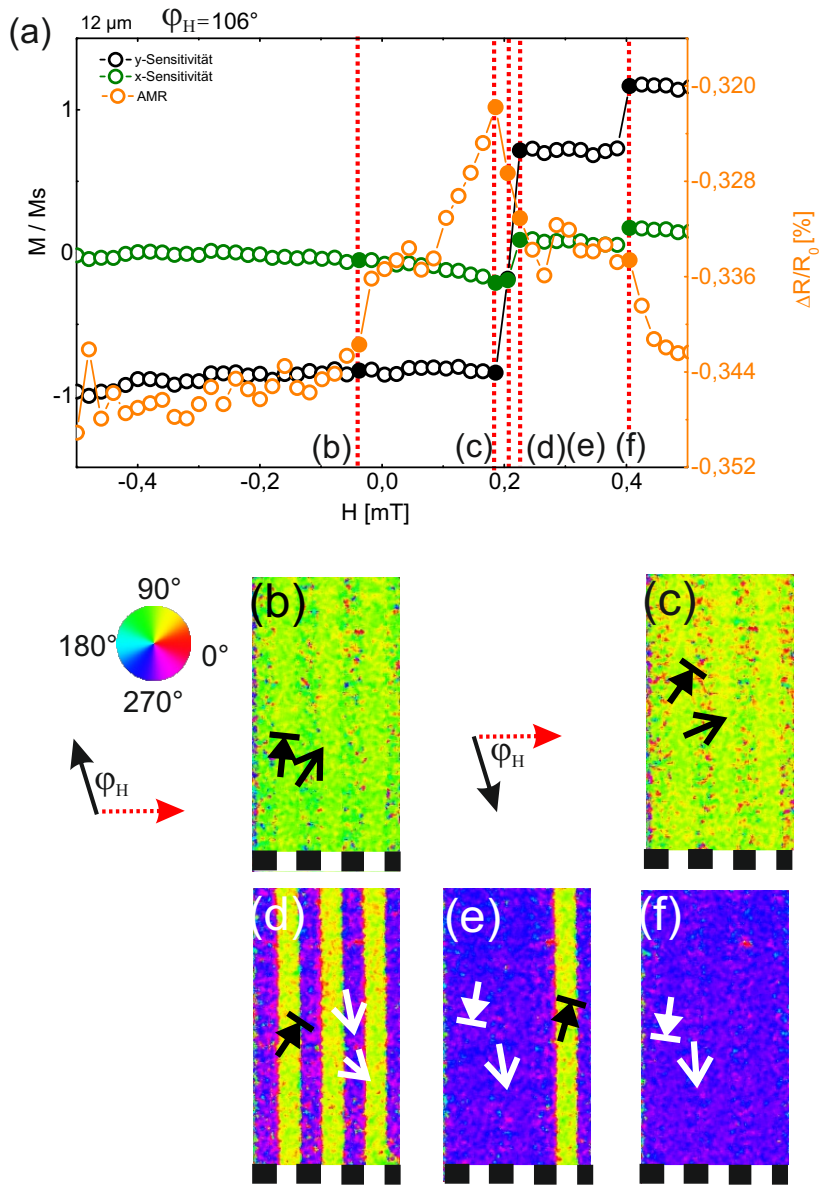
### 4.4 Einfluss der reduzierten Sättigungsmagnetisierung auf den AMR

Bei der Strukturierung wurde die Sättigungsmagnetisierung in den implantierten Streifen im Vergleich zu den nicht implantierten Streifen um 65 % gesenkt (Abb. 4.1). Daraus resultiert, dass die implantierten Streifen bei geringerem Feld schalten. Die Ursache dafür liegt in der reduzierten induzierten Anisotropie der implantierten Streifen. Des weiteren führt die periodische Modifikation der Sättigungsmagnetisierung zu einer zusätzlichen effektiven Formanisotropie in den nicht implantierten Streifen [72]. Außerdem wurde dadurch eine stärkere Abhängigkeit des Sättigungsfeldes von der Streifenbreite erzeugt. Unterhalb einer Streifenbreite von rund  $10\ \mu\text{m}$  steigt das Sättigungsfeld, wenn die Streifenbreite weiter abnimmt [72].

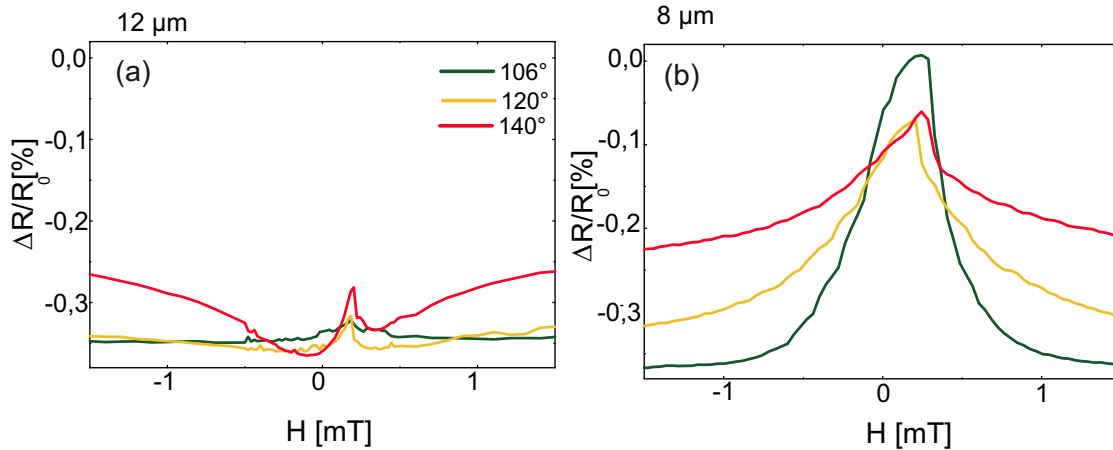
Die Auswirkung auf den AMR ist in Abbildung 4.14 gezeigt. In der Ummagnetisierungskurve der ( $12\ \mu\text{m}/12\ \mu\text{m}$ ) breiten Streifen, aufgenommen entlang der langen Achse der Streifen, ist das zweistufige Verhalten sichtbar (schwarze Kurve). Diese zeigt, dass die implantierten Streifen zuerst schalten (erkennbar an den Domänenbildern 4.14(c) und 4.14(d)). Die Auswirkung auf den AMR ist ein Anstieg im Falle der entgegengesetzten Magnetisierungsausrichtung in den zwei Streifentypen. Wenn die nicht implantierten Streifen mit höherem Feld schalten, sinkt der AMR wieder (Vergleiche Bild 4.14(d) und (f)).

Weitere Messungen zeigen, dass das zweistufige Schalten zu einer Erhöhung des AMR im Vergleich zum einstufigen Schalten führt (siehe Anhang auf Seite 97). In Abb 4.15(a) sind





**Abbildung 4.14:** AMR (orange) und Kerrmikroskop Messungen (grün bzw. schwarz) mit Bildern von ( $12 \mu\text{m}/12 \mu\text{m}$ ) breiten Streifen mit Feldrichtung  $106^\circ$ . Die schwarzen (weißen) Pfeile in (b)-(f) geben die mittlere Magnetisierungsrichtung wieder. Die angegebene Farbcodierung zeigt die konkrete Magnetisierungsrichtung der Probe.

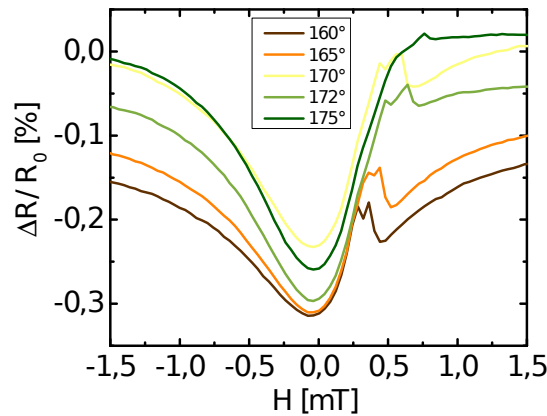


**Abbildung 4.15:** Übersicht der AMR-Messungen für (a) (12 µm/12 µm) Streifen und (b) (8 µm/8 µm) Streifen bei verschiedenen Feldwinkeln.

drei Widerstandskurven der vorher beschriebenen Probe mit 12 µm breiten Streifen dargestellt. Messergebnisse für Proben mit den Streifenbreiten 16 µm bis 22 µm zeigen gleiche Widerstandskurven. Hierbei entspricht die grüne Kurve der bereits diskutierten Messung. Je mehr der Feldwinkel in Stromrichtung (180 °) ausgerichtet ist, desto stärker erkennt man eine negative parabolische Drehung der Widerstandskurve. Dies kann man damit begründen, dass bei einem Feldwinkel, welcher fast senkrecht zur Streifenkante ist, die Magnetisierung einen größeren Drehwinkel überstreicht, bevor das Schalten der implantierten Streifen stattfinden kann (siehe Anhang auf Seite 98).

Vergleicht man jetzt diese Messung mit der Abb. 4.15(b) der nur 8 µm breiten Streifen, so zeigen diese schmalere Streifen einen Anstieg des Widerstandes während des Ummagnetisierungsprozesses. Dieses ist damit begründet, dass bei dieser geringen Streifenbreite die Probe kein zweistufiges Schalten zeigt, sondern eine Magnetisierungsrotation in Kombination mit einem Schalten parallel zur langen Achse der Streifen auftritt (Abbildung im Anhang 99). Das zweistufige Schalten ist aber die Voraussetzung für das Auftreten einer AMR-Spitze, wie in Abb. 4.15(a) sichtbar ist. Dem langsamen Anstieg und Abfall des Widerstandes im Fall der 8 µm breiten Streifen muss eine kohärente Magnetisierungsrotation zu Grunde liegen (Abb. 4.15(b)). Die Implantation hat die induzierte Anisotropie ausreichend reduziert, sodass diese Magnetisierungsrotation auftritt, was zum positiven Verhalten des AMR führt.

Die Position des durch das zweistufige Verhalten induzierten AMR-Anstiegs ist auch vom Feldwinkel abhängig, wie man in Abb. 4.16 erkennen kann. Diese Probe ist eine Kombination der beiden vorangegangenen Proben. Im Fall größerer Streifenbreiten 16 - 22 µm hat man das



**Abbildung 4.16:** Übersicht der AMR Messungen an (8  $\mu\text{m}$ /20  $\mu\text{m}$ ) Streifen.

zweistufige Verhalten gemessen und bei 8  $\mu\text{m}$  breiten Streifen nicht. Wie vorher dargelegt, gibt es keine kohärente Rotation in den schmalen Streifen. Sondern die implantierten schmalen Streifen schalten zuerst. Dieses zweistufige Schalten kann nur bei schmalen Streifen auftreten, da dann die Formanisotropie groß genug ist [72]. Das negative parabolische Verhalten resultiert aus der Magnetisierungsrotation in den breiten Streifen (Abbildung im Anhang auf Seite 98). Die Verschiebung der AMR-Maxima zu höheren Feldwerten mit Feldwinkeln, die eine größere Differenz zu  $90^\circ$  (parallel der langen Streifenachse) aufweisen, resultiert daraus, dass die Magnetisierungskomponente in Streifenrichtung schaltet.

Die erzeugte Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung und der induzierten Anisotropie ermöglicht das Entstehen der magnetischen Hybridstruktur. Sind die implantierten Streifen schmal genug, so schalten sie vor den nicht implantierten Streifen. Das daraus resultierende zweistufige Schaltverhalten erzeugt ein Maximum des AMR. Die genaue Position des AMR-Maximums und den Verlauf der AMR vor dem Schalten ist abhängig vom gewählten Feldwinkel.

Die Implantation führt zu einer Reduzierung der induzierten Anisotropie [73]. Durch die Reduzierung der Anisotropie verändert sich die Ausrichtung der leichten Richtung der Magnetisierung. Der Einfluss der induzierten Anisotropie auf das Widerstandsverhalten soll im folgenden diskutiert werden.

## 4.5 Einfluss der Anisotropien auf den AMR

In Tabelle 4.1 sind die berechneten Anisotropien aus den Ferromagnetischen Resonanz-Messungen (FMR) für verschiedene Streifenstrukturen dargestellt. Mit der FMR kann man die Anisotro-

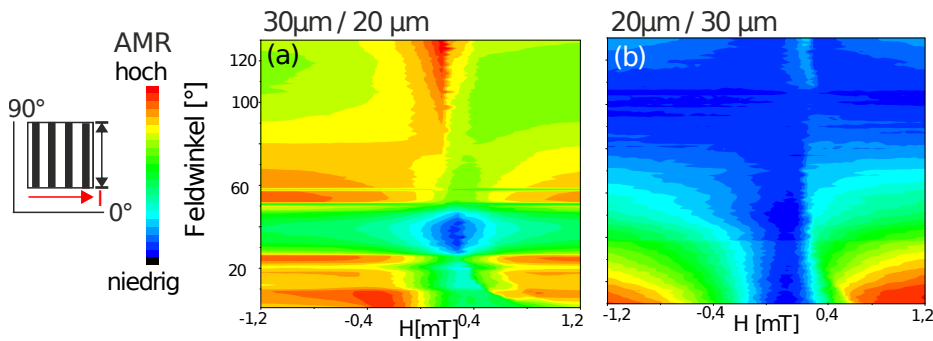
Breite impl. / nicht impl.	Richtung ind. Anisotropie	$K_{res}/M$ nicht impl. Streifen	$K_{form}/M$ nicht impl. Streifen
20/30 $\mu\text{m}$	parallel Streifen	6,4 Oe	12,3 Oe
30/20 $\mu\text{m}$	parallel Streifen	7,4 Oe	12,4 Oe
25/20 $\mu\text{m}$	parallel Streifen	11,7 Oe	17,7 Oe
30/20 $\mu\text{m}$	senkrecht Streifen	0 Oe	
20/30 $\mu\text{m}$	senkrecht Streifen	0 Oe	
unstrukturiert	–	3 Oe	–

**Tabelle 4.1:** Anisotropiebetrachtung der resultierenden Anisotropiefelder  $K_{res}/M$  und der Formanisotropie  $K_{form}/M$  aus FMR Messungen.

pierichtung und-stärke eines Materials bestimmen. Eine Erklärung des Messprinzips findet man in Referenz [74]. Für alle dort gelisteten Proben mit induzierter Anisotropie parallel zu den Streifen lag auch die resultierende leichte Richtung parallel zu den Streifen. Lag aber die induzierte Anisotropie senkrecht zu den Streifen, verhält sich das System isotrop. Die Formanisotropie der Streifen wirkt in eine gegensätzliche Richtung als die induzierte Anisotropie.

Um die Formanisotropie zu bestimmen wurden die von der Geometrie abhängigen Entmagnetisierungsfaktoren genutzt [75]. Je dünner der Streifen, desto geringer ist sein Entmagnetisierungsfeld [76]. Allerdings wurde hier ein vereinfachtes Modell für einen einzelnen freistehenden Streifen genommen. Die reale Probe besteht jeweils aus vielen Streifen in der Hybridmatrix. Die resultierende Anisotropie beinhaltet sowohl die Formanisotropie, als auch die induzierte Anisotropie. Um die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes korrekt nachzubilden zu können muss man für die anisotropen Proben eine effektive Anisotropie  $K_{eff}$  senkrecht zu den Streifen annehmen  $K_{res} = K_{form} + K_{eff}$ . Mit dem Einzelstreifenansatz kann man keine Kopplungseffekte abbilden, sondern geht von einem isolierten Streifen aus.

Bei dem Vergleich der resultierenden Anisotropien fällt auf (Tabelle 4.1), dass der 20  $\mu\text{m}$  breite nicht implantierte Streifen der zweiten Probe einen ähnlichen Wert wie der um 50% breitere Streifen hat. Die daraus ermittelte Formanisotropie ist deutlich geringer als für die anderen 20  $\mu\text{m}$  breiten implantierten Streifen. Zu erwarten wären höhere Werte analog zur dimensionsähnlichen (25  $\mu\text{m}/20 \mu\text{m}$ ) Probe. Die an der unstrukturierten Permalloy-Schicht gemessene induzierte Anisotropie von 3 Oe ist im Vergleich zu den berechneten Formanisotropien kleiner, weshalb die Formanisotropie dominiert. Für die (30  $\mu\text{m}/20 \mu\text{m}$ ) Probe ist die effektive Anisotropie geringer als für die anderen Proben gleicher Dimension. Deshalb hat die Austauschwechselwirkung einen größeren Einfluss auf das Schaltverhalten, im Vergleich zu

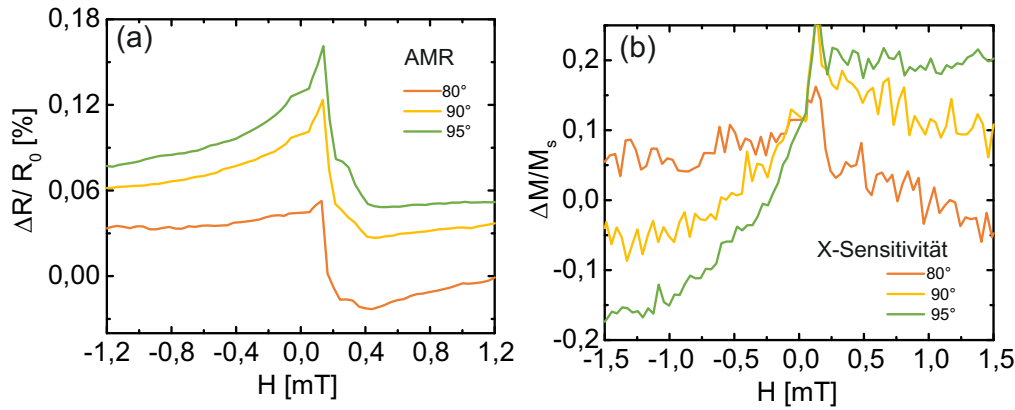


**Abbildung 4.17:** Feldwinkelabhängige AMR-Messung an (a) (30 µm/20 µm) breiten Streifen und (b) (20 µm/30 µm) breiten Streifen mit induzierter Anisotropie parallel zur langen Streifenachse.

Proben mit hoher effektiver Anisotropie. (s. Energien eines Ferromagneten im Kapitel 2.1).

Die Auswirkung der Austauschwechselwirkung auf die Feldabhängigkeit des AMR ist untersucht worden. Die Abhängigkeit des AMR vom Feldwinkel wurde untersucht, indem die Quadrupolspulen unterschiedlich angesteuert wurden und der Widerstand dabei gemessen wurde. Hierbei wird in Abhängigkeit einer vorher durchgeführten Kalibrierung eine Steuerspannung an die Stromquellen (Kepco) angelegt. Diese geben einen Strom an die Elektromagnetischen Spulen weiter. Die Überlagerung der Feldstärke der Spulen in X-Richtung mit der Feldstärke der Spulen in Y-Richtung ergibt ein Feld in der gewünschten Feldrichtung. In den Messungen ist jeweils nur ein Ausschnitt des Ummagnetisierungsverhaltens bei ansteigenden Feldwerten gezeigt. Der Widerstand wird durch den angegebenen Farbcode dargestellt: blau entspricht einem niedrigen Widerstandswert und rot einem hohen. Die Farbgebung zeigt die relative Veränderung des Widerstandes in der jeweiligen Messung und nicht absolute allgemeine Widerstandswerte. Im Vergleich zur (20 µm/30 µm) Probe (Abb. 4.17(b)) ist das asymmetrische Verhalten des Widerstandes ab 55 ° für die Probe mit der dominierenden Austauschwechselwirkung (30 µm/20 µm) in Abb. 4.17(a) sichtbar. Die (20 µm/30 µm) Probe zeigt in diesem Bereich ein konstantes Widerstandsverhalten.

Die verschiedenen Widerstandskurventypen sind auch in Abb. 4.18(a) erkennbar. Bei 80° tritt ein fast konstanter Widerstandsverlauf für negative Feldwerte auf. Das entspricht dem einheitlich orange gefärbten Bereich für Feldwinkel > 70° in Abb. 4.17(a). Dies ändert sich zu einem asymmetrischen Widerstandsverlauf für Messungen parallel zum Streifen. Ändert man den Feldwinkel zu Werten um 95° so ist dann der konstante Widerstandsverlauf für die positiven Feldwerte messbar. Das spiegelt sich im homogen gefärbten Bereich für Winkel > 90° in Abb. 4.17(a) wider. Ob der Widerstand sich über einen Feldwinkelbereich konstant verhält,

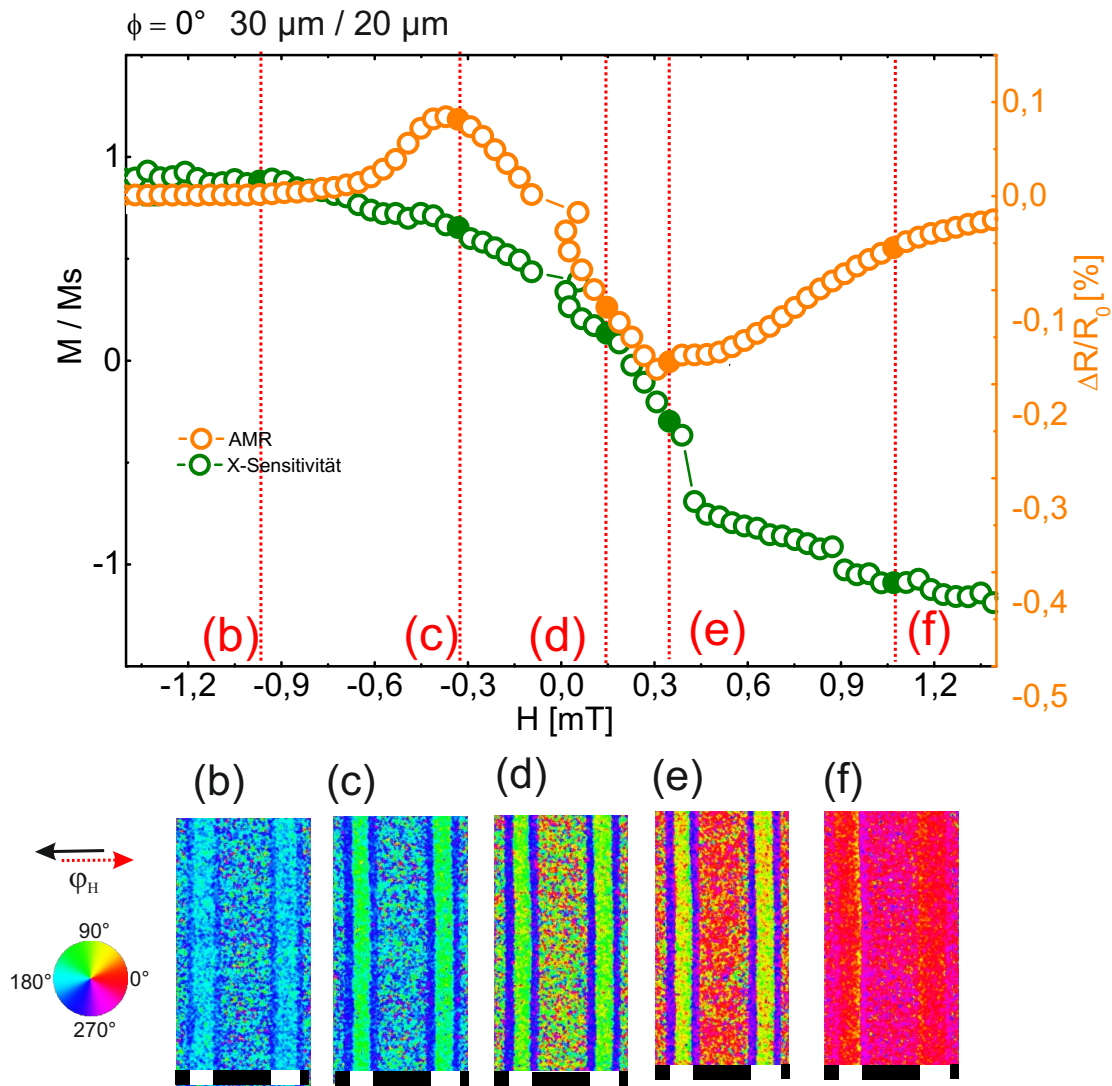


**Abbildung 4.18:** Messungen (a) des AMR und (b) der X-Sensitivität an einer Probe mit (30 µm/20µm) breiten Streifen und der induzierten Anisotropie in Streifenrichtung.

kann man auch an den Ummagnetisierungskurven aufgenommen in Stromrichtung (senkrecht zu den Streifen) erkennen (Abb. 4.18(b)). Es tritt immer dann eine Magnetisierungsrotation auf, wenn auch der gemessene Widerstand nicht konstant ist.

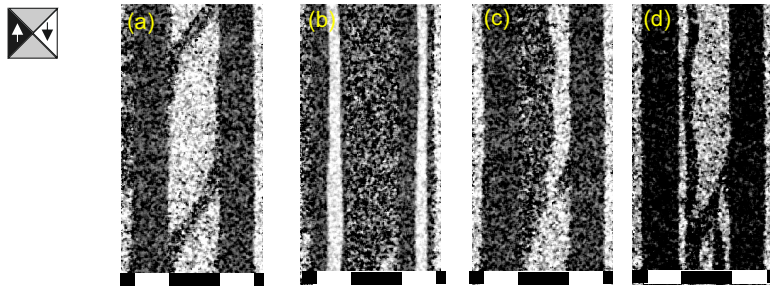
Die Beobachtung der magnetischen Domänen liefert einen Hinweis für das besondere Verhalten der (30 µm/20 µm) Probe. In Abb. 4.19 erkennt man, dass während des Ummagnetisierungsprozesses Kantendomänen erscheinen. Diese Domänenarten sind nur bei dieser speziellen Probe aufgetreten.

**Kantendomänen** bestehen aus Néeldomänenwänden, welche an der Streifenkante der Probe ausgerichtet sind [77]. Weil das lokale Entmagnetisierungsfeld an der Kante größer ist als in der Mitte des Streifens, ist die Magnetisierung in der Kantendomäne noch in Richtung der Kante ausgerichtet, auch wenn die Probe schon gesättigt ist [11]. Der dünne Domänenstreifen entlang der Streifenkante ist besonders gut in Abbildung 4.19(e) erkennbar. Die Kantendomäne ist fast in 260° ausgerichtet und der größere Teil schon in Feldrichtung (0°) orientiert. Kantendomänen treten nur für einen bestimmten Feldwinkelbereich auf. Typischerweise wenn das Feld senkrecht zur Kante angelegt ist, wie bei dieser Messung. Sie entstehen, während an der Probe noch ein Sättigungsfeld anliegt (Abb.4.19b), und haben ihre maximale Ausdehnung bei minimalen Feldwerten (Abb.4.19(d)). Für das Entstehen von Kantendomänen muss die leichte Richtung der Magnetisierung in Streifenrichtung liegen. Außerdem ist es möglich, dass Kantendomänen schalten. Kantendomänen können so schmal sein, dass Sie unterhalb der Auflösungsgrenze des Kerrmikroskopes liegen [77]. In diesem Fall werden Sie detektiert, wenn ihre Ausdehnung im Verlauf der Messung zugenommen hat. Bei dieser Messung haben sie von 260° (blau, Abb. 4.19(e)) zu 10° (gelb, Abb. 4.19(f)) geschaltet. Ihr Auftreten bewirkt,



**Abbildung 4.19:** AMR-Messung und Kerrmikroskopie Messung an einer Probe mit (30  $\mu\text{m}$ /20 $\mu\text{m}$ ) breiten Streifen bei einer Feldrichtung senkrecht zur langen Achse der Streifen.





**Abbildung 4.20:** (a)-(d) Kerrbilder aufgenommen in Sensitivitätsrichtung der Streifen bei 0 mT der Probe mit ( 30  $\mu\text{m}$ /20  $\mu\text{m}$  ) breiten Streifen bei verschiedenen Messungen.

dass man ein höheres Feld benötigt um die Probe umzumagnetisieren [78].

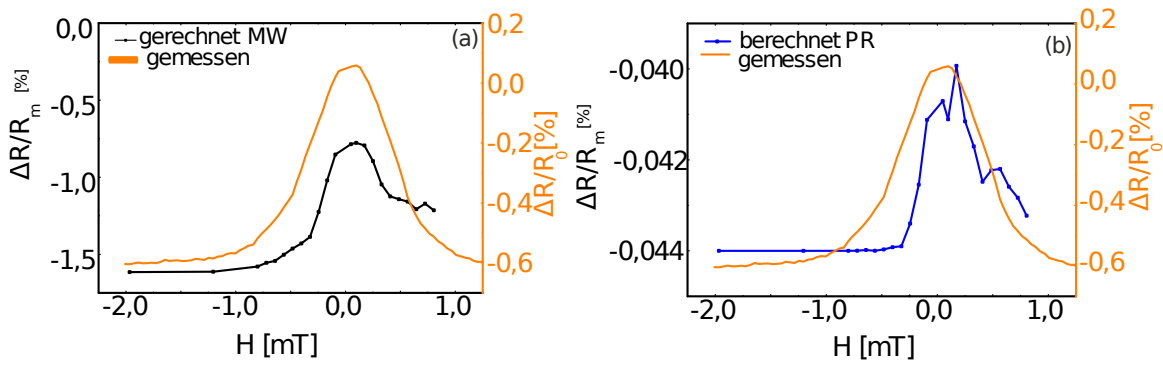
Auch in den remanenten Zuständen anderer Messungen an dieser Probe ist das besondere Domänenverhalten erkennbar (Abb. 4.20). Abbildung 4.20(a) zeigt quasi-Domänen Wände, welche aus Wandsegmenten bestehen, die sich über mehrere Streifen ausdehnen. Diese Domänen können nur in austauschgekoppelten Streifen auftreten und wären in isolierten Streifen nicht vorhanden [73]. Die Wechselwirkung zwischen den benachbarten Streifen in Kombination mit den Grenzflächen zwischen verschiedenen magnetisierten Streifen erzeugt diese Domänenstrukturen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass neben der Strukturierung mit Streifen auch die Stärke der induzierten Anisotropie einen Einfluss auf das Verhalten des AMR hat. Hierbei konnte gemessen werden, dass Proben mit schwacher induzierten Anisotropie und deshalb dominierender Austauschwechselwirkung asymmetrische AMR Kurven zeigen. Dabei wurde ein Zusammenhang des AMR mit dem Auftreten von Kantendomänen und quasi-Domänen hergestellt.

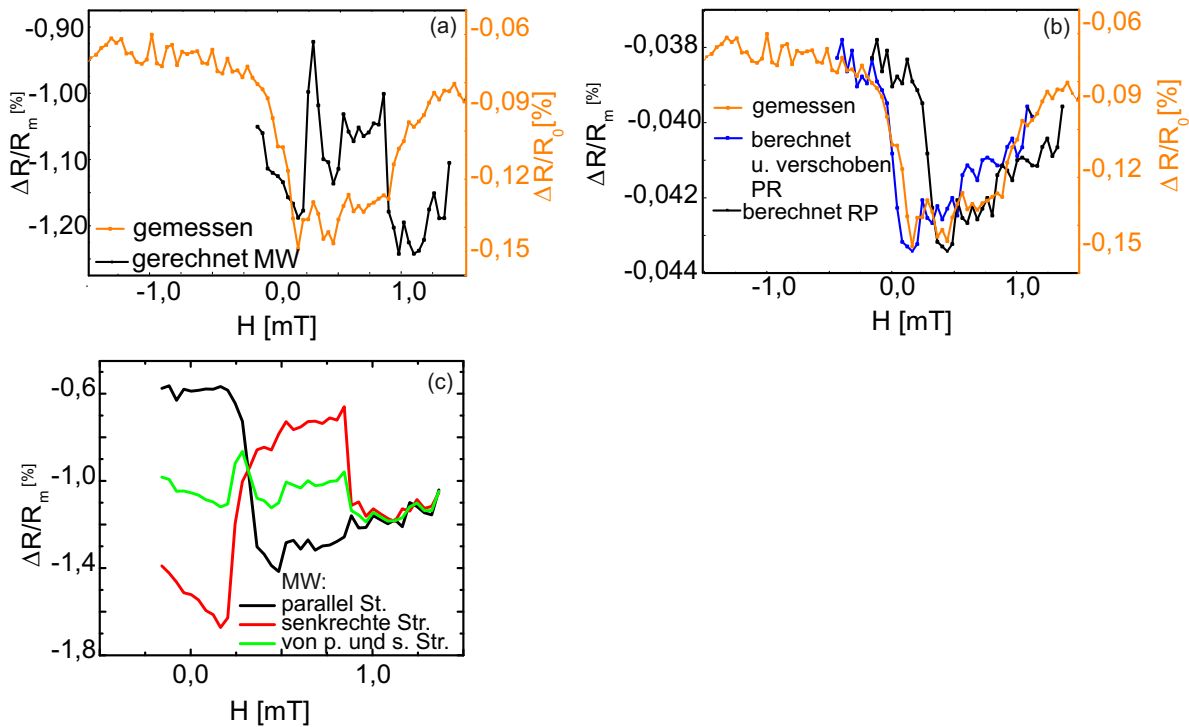
### 4.6 Nutzung der AMR Berechnung zur gezielten Manipulation des Widerstandes

Wie im vorangegangenen experimentellen Teil dargestellt, sind vor allem die zusammengesetzten Streifenproben für die Manipulation des AMR interessant. In diesem Teil wird darauf eingegangen, wie man die AMR Berechnung aus den quantitativen Bildern nutzen kann um den AMR weiter zu verändern.

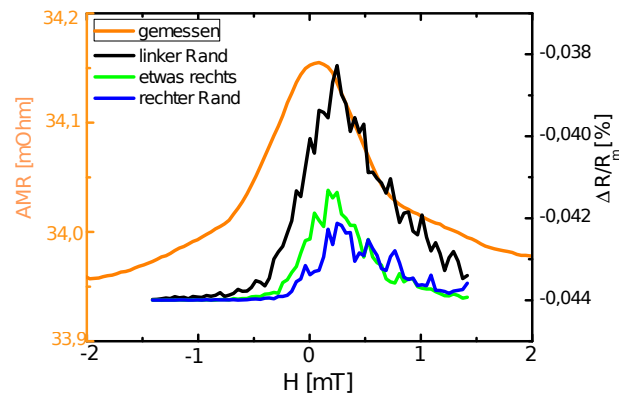




**Abbildung 4.21:** Vergleich des gemessenen AMR von 20 µm breiten zusammengesetzten Streifenstrukturen bei einem Feldwinkel von 90° mit dem berechneten (a) AMR Mittelwert (b) AMR aus Parallel- und Reihenschaltung.



**Abbildung 4.22:** Vergleich der AMR Messung an einer 2 µm breiten Streifenstruktur mit Feldwinkel 45 ° mit dem berechneten AMR (a) aus dem Mittelwert MW (b) aus Parallel- und Reihenschaltung PR und (c) aus dem Mittelwert des AMR für parallele Streifen, senkrechte Streifen und dem MW daraus.



**Abbildung 4.23:** AMR Messungen an einer zusammengesetzten Streifenstruktur mit 8  $\mu\text{m}$  Streifenbreite für den Feldwinkel  $90^\circ$  im Vergleich zu dem berechneten AMR für verschiedene Probenstellen.

Der Vorteil der quantitativen Bilder ist, dass man die komplette Domäneninformation erhält und außerdem aus dem Magnetisierungswinkel auf den AMR schlussfolgern kann. Für die AMR-Berechnung würden auch die normierten Bilder der X-Sensitivität reichen, aber dann hat man nicht die komplette Domäneninformation.

Die genaue Berechnung ist in Kapitel 3.2 nachzulesen. Dort wurde die Berechnung durch Parallelschaltung und Reihenschaltung der einzelnen Pixelwiderstände erklärt. In Abb. 4.21 ist ein Vergleich dieser Berechnungsmethode (Abb. 4.21(b)) mit der Nutzung des Widerstandsmittelwertes des gewählten Bildausschnittes dargestellt (Abb. 4.21(a)). Bei dieser Messung zeigt die Berechnung durch die Mittelwertmethode einen Verlauf, der besser mit der Messung übereinstimmt. Diese Methode mittelt Rauschen heraus, weshalb die Kurve einen glatteren Verlauf hat. Dies führt aber auch dazu, dass lokale Effekte verschwinden.

Dass das Glätten der Berechnungswerte durch die Mittelwertbildung zu Fehlern führt, ist speziell bei der zusammengesetzten Proben mit kleiner Streifenbreite ( $2\mu\text{m}$ ) in Abb. 4.22 ersichtlich. Hier weicht die durch den Mittelwert berechnete AMR-Kurve stark von der Messung ab (Abb. 4.22(a)). Im Gegensatz dazu stimmt die Berechnung besser mit der Messung überein, wenn man die Parallel-Reihenschaltungsberechnung nutzt (Abb. 4.22(b)). Die Berechnung mit einzelnen Zellenwiderständen ähnlich der Parallel-Reihenschaltung ist auch von Bolte *et al.* gegenüber der Mittelwertbildung bevorzugt worden [48]. Speziell für zusammengesetzte Proben, welche aus zum Strom parallelen und senkrechten Streifen bestehen, ist die Parallel-Reihenschaltung geeigneter.

Vergleicht man die Berechnung nach der Parallel-Reihenschaltung (Abb. 4.22(b)) mit der

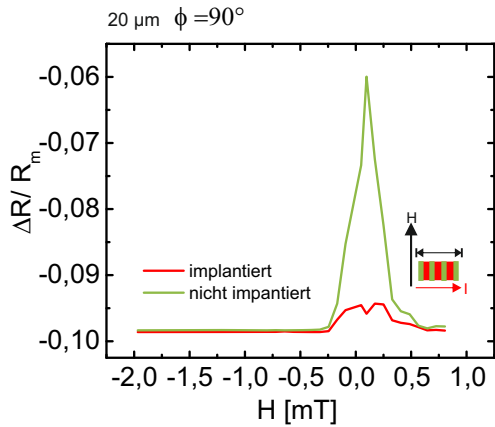
Mittelwertberechnung (Abb. 4.22(c)) für die identischen Messwerte ist der Vorteil der Parallel-Reihenschaltung-Berechnung für zusammengesetzte Strukturen erkennbar. Die Mittelwertbildung zeigt eine zu starke Abhängigkeit vom ausgewählten Bildausschnitt. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung im Falle der parallelen Streifen für die Berechnung durch die Mittelwertbildung sichtbar (Abb. 4.22(c)). Mittelt man aber die Berechnung von parallelen und senkrechten Streifen, hat das Resultat wieder keine Übereinstimmung mit der Messung. Bei zusammengesetzten Proben variiert je nach gewähltem Bildausschnitt das Resultat. Bei der Reihen-Parallel-Schaltung heben sich die unterschiedlichen Widerstände der verschieden ausgerichteten Streifen nicht auf. Sie ist somit besser geeignet.

Die Verschiebung zu positiven Feldwerten der berechneten Widerstandskurve zur gemessenen (Abb. 4.22) lässt sich durch Strominhomogenitäten erklären. Bei der Berechnung des AMR wird von einem in  $0^\circ$  Richtung anliegenden Strom ausgegangen. In der Realität variiert die Stromrichtung über den Probenverlauf.

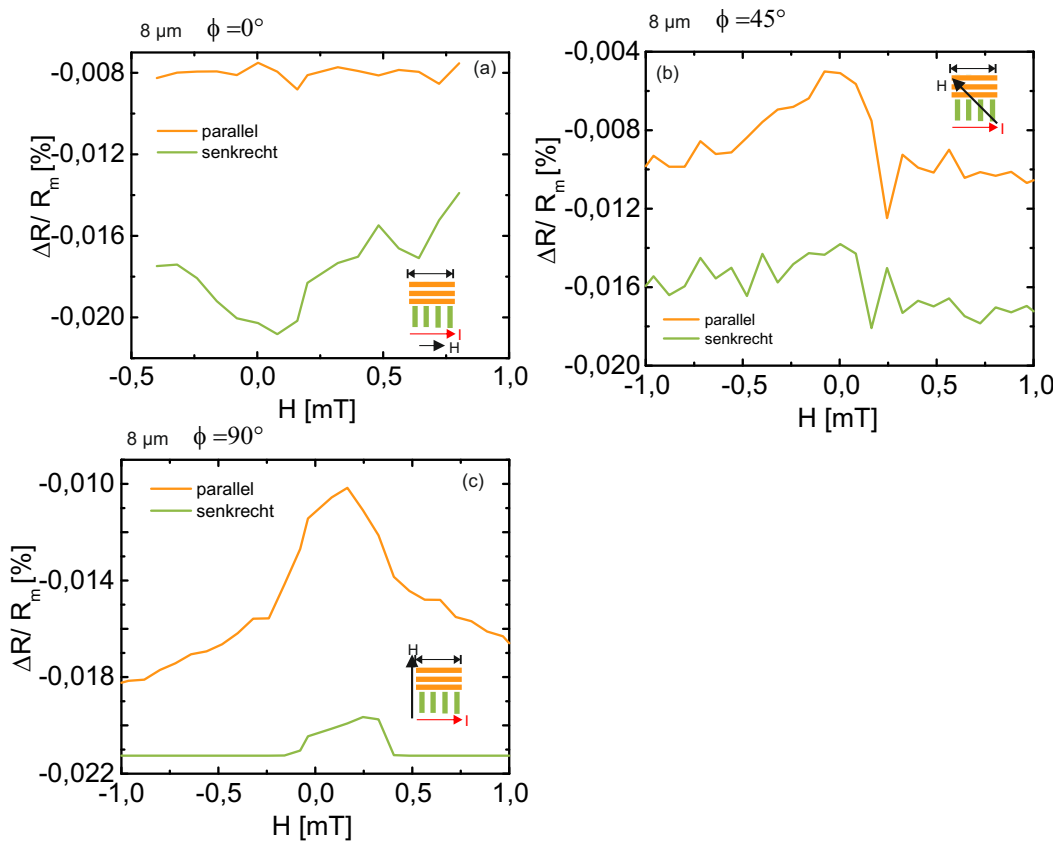
Messungen an verschiedenen Probenstellen liefern ebenfalls vergleichbare AMR-Kurven (Abb. 4.23). Die dort erkennbare leichte Verschiebung der verschiedenen Kurven auf der Feldachse kann man zusätzlich zur Strominhomogenität mit der Inhomogenität des angelegten Magnetfeldes erklären. Um die verschiedenen Stellen messen zu können, musste die Probe im Feld bewegt werden. Auch die gemessenen AMR Kurven zeigen leichte Abweichungen zueinander (nicht dargestellt). Die Abweichungen zur Messung resultieren auch aus der Verwendung eines Filters bei der Berechnung des quantitativen Bildes, Rundungsfehlern bei der doppelten Normierung und bei der Winkelberechnung sowie Normierungsfehlern durch Intensitätsschwankungen während der Messung.

Der Bildausschnitt ist signifikant kleiner als die komplette Probe. Dadurch kann man ein abweichendes Verhalten der Domänen durch Defekte oder der Probenkante nicht mit dem AMR korrelieren, wenn ein anderer Ausschnitt gemessen wurde. Trotzdem ist der Probenausschnitt repräsentativ für die Probe mit einer Ausdehnung von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Den auf Grund der Größe der Probe dominiert das nicht gestörte Domänenverhalten. Hierbei gibt es keine Abhängigkeit vom gewählten Feldwinkel oder der gewählten Probenstelle.

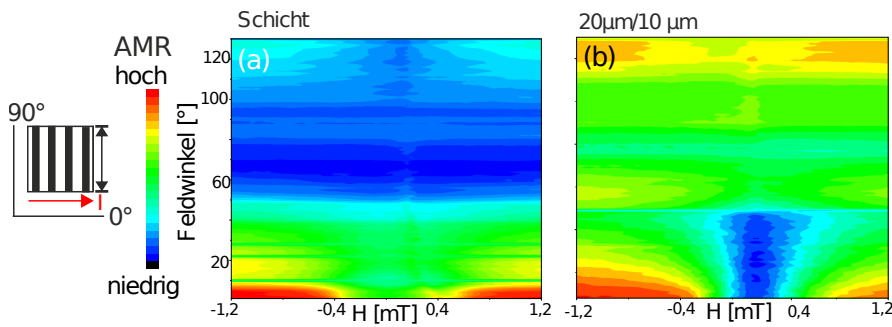
Der AMR wurde mit dem von mir geschriebenen Matlab Programm separat für implantierte und nicht implantierte Streifen berechnet. Dabei ließ sich bestätigen, dass Chrom-Ionen eine reduzierende Wirkung auf den AMR haben (Abb. 4.24), wie es auch von Nagura *et al.* gemessen wurde [67].



**Abbildung 4.24:** Berechnung an zusammengesetzten Streifenstrukturen für 20  $\mu\text{m}$  breite für implantierte und nicht implantierte Streifen bei einem Feldwinkel von  $90^\circ$ .



**Abbildung 4.25:** Berechnung an zusammengesetzten Streifenstrukturen für 8  $\mu\text{m}$  breite Streifen parallel (senkrecht) zum Strom für Feldwinkel (a)  $0^\circ$  (b)  $45^\circ$  (c)  $90^\circ$ .



**Abbildung 4.26:** AMR Messungen für Feldwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $130^\circ$  für eine (a) Permalloyschicht und eine (b) Hybridstruktur ( $20\ \mu\text{m} / 10\ \mu\text{m}$ ).

Vergleicht man, ob Streifen parallel oder senkrecht zum Strom eine größere Wirkung auf die Änderung des AMR haben, so ist dies abhängig vom gewählten Feldwinkel. Diese Messung und Berechnung erfolgte an  $8\ \mu\text{m}$  breiten Streifen, welche parallel und senkrecht zum Strom orientiert sind (Abb. 4.25). Die senkrechten Streifen haben einen stärkeren Einfluss auf den AMR, wenn das Feld parallel zum Strom angelegt ist. Im Gegensatz dazu sind die parallelen Streifen wichtiger, wenn das Feld senkrecht zum Strom angelegt ist.

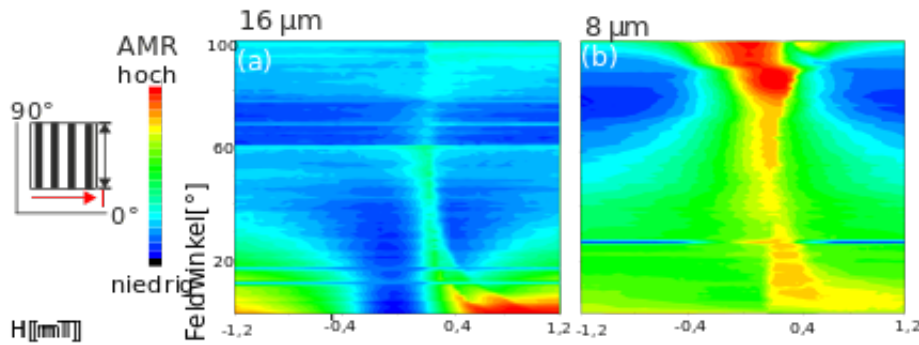
Diese Abhängigkeit kann man sich zunutze machen, um den AMR gezielt zu modifizieren. Möchte man in Feldrichtung parallel zum Strom eine geringere Änderung des AMR während des Ummagnetisierungsverhalten haben, so muss der Anteil der parallel zum Strom orientierten Streifen erhöht werden.

Im letzten experimentellen Abschnitt über die Hybridproben ist die Abhängigkeit des AMR von der Richtung des anliegenden Feldes untersucht worden.

## 4.7 Abhängigkeit des AMR vom Feldwinkel

In Abbildung 4.26(a) ist die Messung an einer Permalloy-Schicht mit induzierter Anisotropie dargestellt. Der Strom und die Anisotropie sind senkrecht zur langen Streifenachse orientiert (Legende in Abb. 4.26).

Betrachtet man die Messung an der Permalloy-Schicht 4.26(a) mit der induzierten Anisotropie in  $90^\circ$  Richtung, so erkennt man negatives parabolisches Verhalten bis ca.  $50^\circ$ . Der fast einfarbig dunkelblaue Bereich, der einem konstanten Widerstandsbereich entspricht, erstreckt sich entlang der Richtung der induzierten Anisotropie. Auf Grund der induzierten Anisotropie schaltet die Magnetisierung abrupt und kann nicht drehen, sodass kein positives parabolisches



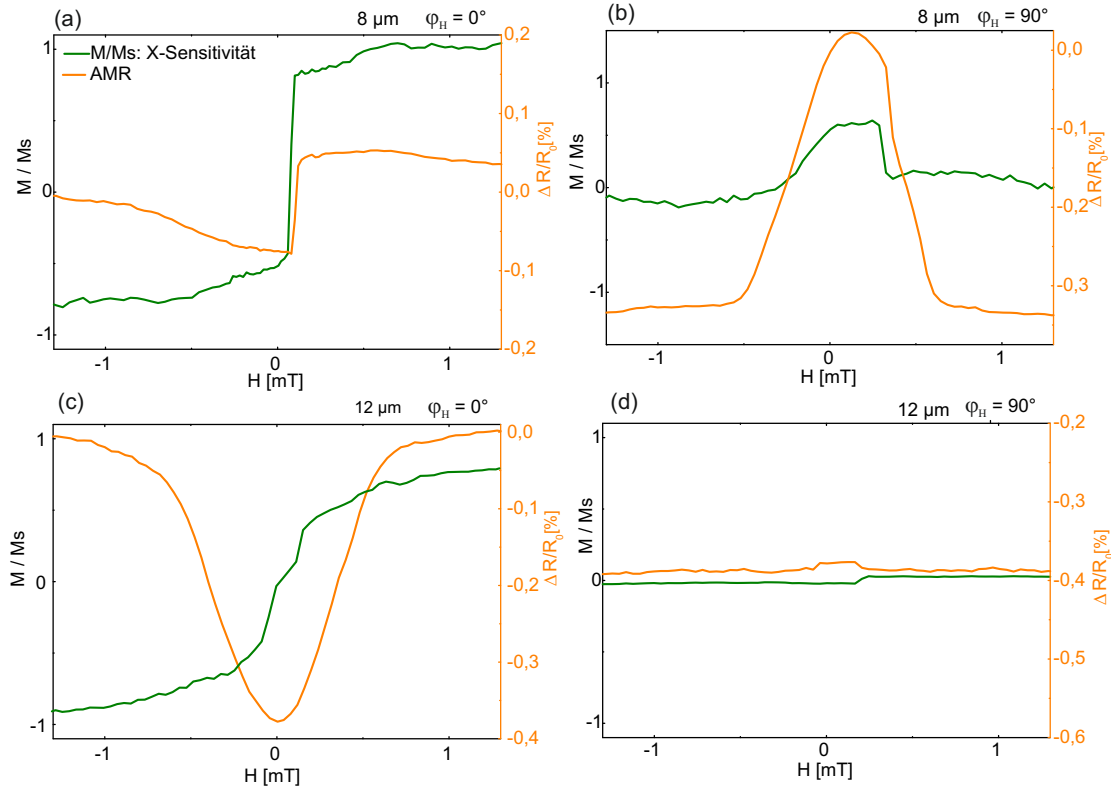
**Abbildung 4.27:** AMR Messungen für Feldwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $100^\circ$  für Hybridstreifenstrukturen mit (a)  $16\ \mu\text{m}$  breiten und (b)  $8\ \mu\text{m}$  breiten Streifen.

Verhalten auftritt (s. Abb. 2.5 auf Seite 11). Bei höherem Feldwinkel tritt negatives parabolisches Verhalten auf.

Beim Vergleich mit der ( $20\ \mu\text{m} / 10\ \mu\text{m}$ ) Hybridprobe fällt auf, dass diese ein ähnliches Verhalten zeigt (Abb. 4.26(b)). Auch hier tritt zuerst das negative parabolische Verhalten auf, das bei rund  $50^\circ$  in einen konstanten Widerstandsbereich übergeht. Der Bereich, in dem das negative parabolische Verhalten messbar ist, nimmt mit abnehmender Streifenbreite ab. Ähnliche Abhängigkeiten des AMR vom Feldwinkel sind für ( $20\ \mu\text{m} / 8\ \mu\text{m} - 15\ \mu\text{m}$ ) Streifen gemessen worden. Das gleiche Verhalten zeigte sich, wenn die Streifenbreite vertauscht ist ( $8\ \mu\text{m} - 15\ \mu\text{m} / 20\ \mu\text{m}$ ).

Die Schlussfolgerung ist, dass eine Strukturierung mit breiten Streifen nicht ausreicht, um die Feldwinkelabhängigkeit des AMR signifikant zu beeinflussen.

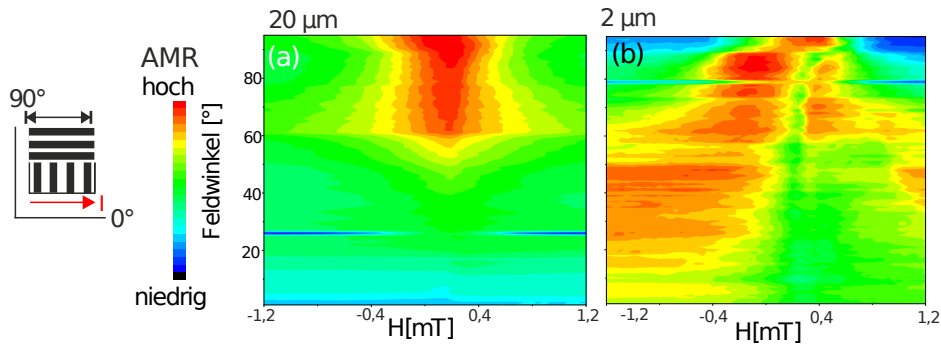
In Abb. 4.27 wird auf die Bedeutung der Streifenbreite für Proben mit identisch breiten implantierten und nicht implantierten Streifen eingegangen. Messungen an Proben mit Streifenbreiten von  $12 - 22\ \mu\text{m}$  zeigen das Verhalten in Abb. 4.27 (a) und erst ab geringeren Streifenbreiten von  $8\ \mu\text{m}$  (Abb. 4.27 (b)) ist ein gespiegeltes Verhalten messbar. Für kleine Feldwinkel tritt für die Proben mit breiteren Streifen negatives parabolisches Verhalten auf (Abb. 4.27(a)), wobei ein geringer Widerstandsanstieg über den Messbereich detektierbar ist. Diese geringe Widerstandsänderung stammt daher, dass die implantierten Streifen vor den nicht implantierten Streifen ihre Magnetisierung ändern (dargestellt in Abb. 4.14). Im Gegensatz dazu zeigen die schmalen Streifen (Abb. 4.27 (b)) kein negatives parabolisches Verhalten für Feldwinkel nahe der Stromrichtung, sondern einen Anstieg des Widerstandes in einem ansonsten konstanten Widerstandsbereich. Der Anstieg des Widerstandes ist für den kompletten Messbereich detektierbar. Ab  $60^\circ$  tritt er in Kombination mit einer positiven parabolischen Drehung des



**Abbildung 4.28:** Ummagnetisierungskurven in x-Sensitivität und AMR Messungen für (a) 8  $\mu\text{m}$  breite Streifen und  $\phi = 0^\circ$ , (b) 8  $\mu\text{m}$  breite Streifen und  $\phi = 90^\circ$ , (c) 12  $\mu\text{m}$  breite Streifen und  $\phi = 0^\circ$  sowie (d) 12  $\mu\text{m}$  breite Streifen und  $\phi = 90^\circ$ .

Widerstandes auf. Für breitere Streifen kann man negatives parabolisches Widerstandsverhalten messen und für die 8  $\mu\text{m}$  schmalen Streifen positives parabolisches Widerstandsverhalten.

Das beschriebene gespiegelte Verhalten des Widerstandes der breiten Streifen zu den schmalen Streifen (Abb. 4.27), lässt sich durch das Ummagnetisierungsverhalten erklären. Hierfür werden Messungen mit Feldrichtung parallel zum Strom  $\phi = 0^\circ$  und Messungen mit Feldrichtung senkrecht zum Strom  $\phi = 90^\circ$  für die beiden Proben miteinander verglichen. Der gemessene positive parabolische Anstieg um  $90^\circ$  spiegelt sich in der Magnetisierungsrotation wider (Abb. 4.28(b)). Im Kontrast dazu zeigen die breiteren Streifen bei  $90^\circ$  Feldrichtung ein abruptes Schalten (Abb. 4.28(d)). Legt man das Feld in Stromrichtung an, so misst man für die breiten Streifen einen Verlauf ähnlich einer Magnetisierungsrotation entlang der schweren Richtung (Abb. 4.28(c)) und für die schmalen Streifen tritt ein Magnetisierungssprung (Abb. 4.28(a)) auf. Der Grund für die Spiegelung des AMR-Verhaltens ist das veränderte Ummagnetisierungsverhalten wegen der geringeren Streifenbreite.



**Abbildung 4.29:** AMR Messungen für Feldwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $100^\circ$  für zusammengesetzte Hybridstreifenstrukturen mit (a)  $20\ \mu\text{m}$  breiten und (b)  $2\ \mu\text{m}$  breiten Streifen.

In Abbildung 4.29(a) zeigen die zusammengesetzten Streifenstrukturen fast eine Spiegelung von 4.26(b). Statt des negativen parabolischen Verhaltens misst man bei Feldwinkeln senkrecht zum Strom positives parabolisches Widerstandsverhalten. Der konstante Bereich erstreckt sich bis  $80^\circ$ . Eine zusammengesetzte Probe mit  $8\ \mu\text{m}$  breiten Streifen zeigt die gleiche Widerstandsabhängigkeit vom Feld wie die gezeigte Messung. Betrachtet man die Skizze der Probe in der Abb. 4.29, so ist ersichtlich, dass es Streifen senkrecht und parallel zum Strom gibt. Des Weiteren ist bei diesen Proben die induzierte Anisotropie parallel zum Strom ausgerichtet und somit um  $90^\circ$  gedreht im Vergleich zu den vorangegangenen Messungen. Dieses bewirkt das gespiegelte Verhalten des Widerstandes der zusammengesetzten Proben (Abb. 4.29(a)) im Vergleich zum Permalloy-Schicht (Abb. 4.26(b)). Die besonders breite Form im sehr hohen AMR-Bereich bei hohen Feldwinkeln resultiert aus der zweistufigen Rotationsdrehung wie in Kapitel 4.3.3 anhand der  $20\ \mu\text{m}$  Streifen beschrieben.

Im Gegensatz dazu zeigt die Messung an den schmalen Streifen (Abb. 4.29(b)) bis auf den Bereich zwischen  $90^\circ$  und  $100^\circ$  kein positives parabolisches Verhalten, sondern eine abrupte Änderung des Widerstandes. Und im Bereich von  $60^\circ$  bis  $90^\circ$  wird eine kleine Felderniedrigung detektiert.

Bei der Messung des Widerstandes misst man den AMR und auch den Domänenwandwiderstand DWR. Der Einfluss der Domänenwandwiderstände auf den Gesamtwiderstand ist bei solch großen Proben sehr gering und man kann ihn hier nicht eindeutig von den durch Domänen erzeugten AMR unterscheiden. Die Wirkung des DWR nimmt mit sinkender Streifenbreite zu, da dann die Dichte der Domänenwände zunimmt. Für die  $2\ \mu\text{m}$  breiten Streifen kann es sein, dass ein negativer DWR auftritt (Kapitel 2.4). Beguivin *et al.* haben den AMR an L-förmigen Permalloy Strukturen gemessen und sprunghafte Veränderungen des Widerstandes mit dem Schalten eines Armes in Verbindung gebracht. Dieses haben sie durch MOKE-



Messung verifiziert [79]. Andere Gruppen haben Domänenwände in Nanostreifen [80], in Nanokontakten [32] oder Nanodrähten [81] untersucht und dabei auch das Problem der eindeutigen Identifizierbarkeit der Widerstandes gehabt.

Die feldwinkelabhängige Widerstandsmessung ist der von unstrukturiertem Permalloy ähnlich, wenn die Streifenbreite mehr als 8  $\mu\text{m}$  beträgt. Solange die Differenz zwischen dem implantierten Streifen und dem nicht implantierten Streifen maximal bis zu 10  $\mu\text{m}$  beträgt, wird das Widerstandsverhalten nicht davon beeinflusst, ob der implantierte oder der nicht implantierte Streifen der schmalere Streifen ist. Bei einer weiteren Erhöhung der Differenz zwischen breiteren und schmaleren Streifen auf min. 12  $\mu\text{m}$  sind Änderungen im Widerstandsverhalten zu den Strukturen mit breiteren Streifen messbar. Hierbei ist es nicht von Bedeutung, ob der breite Streifen (20  $\mu\text{m}$ ) oder der schmale Streifen (8  $\mu\text{m}$  oder 5  $\mu\text{m}$ ) implantiert ist. Für Hybridproben, in denen die Streifenbreite von implantierten und nicht implantierten Streifen gleich ist, tritt positives Widerstandsverhalten auf, solange die Streifenbreite größer als 8  $\mu\text{m}$  ist. Ansonsten misst man negatives parabolisches Widerstandsverhalten. Wenn die Streifentypen separat schalten, tritt eine kleine Widerstandserhöhung auf. Bei zusammengesetzten Streifenstrukturen tritt für Streifenbreiten 20  $\mu\text{m}$  und 10  $\mu\text{m}$  positiv parabolisches Verhalten auf. Bei einer zusammengesetzten Streifenstrukturen mit 2  $\mu\text{m}$  Streifenbreite ist zusätzlich asymmetrisches Widerstandsschalten detektierbar. Es konnte keine Feldwinkelabhängigkeit gemessen werden, die eine Asymmetrie um 0 mT zeigt (wichtig für die Sensornutzung [82]).

Durch die Strukturierung mit Ionenstrahlen konnte das AMR-Verhalten auf Vielfältige Art und Weise beeinflusst werden. In der Tabelle 4.2 sind die Messungen zusammengefasst. Hierbei erkennt man, dass die induzierte Anisotropie bei einem unstrukturierten Film das AMR-Verhalten bestimmt. Wenn der Feldwinkel senkrecht zum Strom anliegt, dominiert die induzierte Anisotropie über die Formanisotropie der Streifen. Ein AMR-Peak konnte durch das separate Schalten der Streifen erzeugt werden. Der AMR ist sowohl abhängig vom gewählten Feldwinkel, als auch von der Streifenbreite. Hierbei unterscheiden sich schmale Streifen von breiteren. Eine asymmetrische AMR-Verhalten konnte für eine Struktur mit dominierender Austauschwechselwirkung erzeugt werden. Mit zusammengesetzten Streifenstrukturen bieten eine Möglichkeit das AMR-Maxima gezielt auf der Feldachse zu positionieren. Dieses asymmetrische Verhalten kann für die Sensorik interessant werden, da es über einen bestimmten Feldbereich linear ist. Die Strukturierung bietet eine gute Möglichkeit den AMR gezielt zu modifizieren, indem man die Streifenbreite, Streifenausrichtung, Anisotropie oder Streifenzusammensetzung variiert. Die Kombination von Kerrmikroskopie und AMR Messung ermöglicht hierbei erstmalig die genaue Untersuchung solcher Abhängigkeiten.

Struktur	induzierte Anisotropie zu I	Schaltverhalten	AMR
keine	senkrecht	schwere Richtung	negativ parabolisch
<b>Feldwinkel 90°</b>			
keine	senkrecht	leichte Richtung	konstant
breite Streifen senkrecht	senkrecht	leichte Richtung	konstant
schmale Streifen senkrecht	senkrecht	2-Stufen	konstant
breite Streifen senkrecht	parallel	schwere Richtung	positiv parabolisch (AMR Max. bei höherem Feld)
schmale Streifen senkrecht	parallel	2-Stufen	positiv parabolisch (AMR Max. bei höherem Feld)
Streifen parallel	parallel	schwere Richtung	positiv parabolisch (AMR Max. bei kleinerem Feld)
zusammengesetzt	parallel	schwere Richtung	extra breiter positiver parabolischer AMR
<b>Feldwinkel nicht 90°</b>			
Streifen senkrecht	senkrecht	2-Stufen	extra AMR Peak während der Stufe Peakposition variiert mit Feldwinkel parabolischer Abfall des AMR vor dem Schalten
<b>zusammengesetzte Struktur mit Feldwinkel nicht 90°</b>			
zusammengesetzt	parallel	verschieden	AMR Verhalten abhängig von Streifenbreite
<b>Feldwinkel von 0 °-100° variiert</b>			
gleich breite Streifen	senkrecht	negativer parabolischer Bereich nimmt ab mit abnehmender Streifenbreite	
8 µm Streifen	senkrecht	AMR Verhalten gespiegelt zu breiten Streifen (pos. parabolischer Bereich)	
gemischt breite Streifen	senkrecht	AMR Peak über großen Feldbereich messbar	
breite zusammengesetzte	parallel	positives parabolisches AMR Verhalten (Spiegelung zu gleichbreiten Str.)	
schmale zusammengesetzte	parallel	positives parabolisches AMR Verhalten mit asymmetrischen Peak	
<b>Anisotropieabhängigkeit</b>			
Anisotropie entlang langer Streifenachse		AMR zeigt konstantes oder parabolisches Verhalten	
geringe Anisotropie		Austauschkopplungseffekte dominieren asymmetrischen AMR	

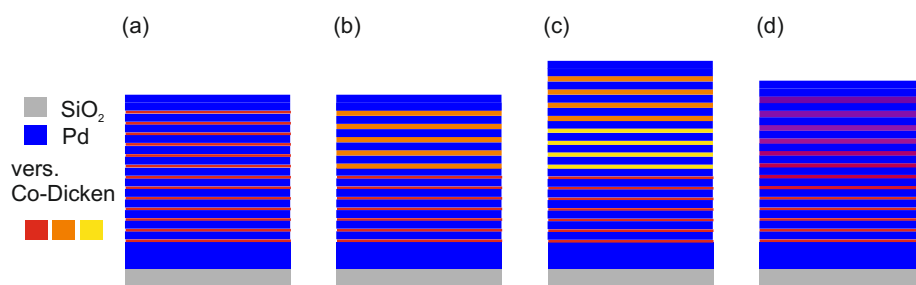
**Tabelle 4.2:** Übersicht der Messungen an den Hybridproben.

## 5 Erzeugung eines Anisotropiegradienten durch Ionenimplantation

Co/Pd-Multilagen sind ein senkrecht zur Ebene magnetisiertes Material. Um Sie als Speichermedium einsetzen zu können, müssen Sie auf der einen Seite bei geringeren Feldern schalten. Auf der anderen Seite sollte die Information sicher über einen längeren Zeitraum gespeichert werden. In dem zweiten Ergebnisteil der Arbeit wird überprüft, ob man Ionenimplantation nutzen kann um dieses Ziel zu erreichen. Dafür wurden am Anfang Simulationen zur Konzentrationsverteilung der Atome durch die Implantation durchgeführt. Im Anschluss sind Proben mit den vorher bestimmten Implantationsparametern bestrahlt worden. Diese sind dann mittels Polaren MOKE und VSM in ihrem Ummagnetisierungsverhalten charakterisiert worden. Die Strukturellen Veränderung wurden mit XRR und XRD bestimmt. Um Abschließend das Schaltverhalten beurteilen zu können sind FORC-Diagramme ausgewertet worden.

### 5.1 Herstellung eines senkrecht zur Ebene magnetisierten Materials

In diesem Projekt besteht das Ausgangsmaterial aus Co/Pd-Multilagen. Dieses Material ist auf Grund der Grenzflächenanisotropie, die durch das Schichtsystem entsteht, senkrecht zur Ebene magnetisiert. Hierbei muss die Dicke  $t$  der magnetischen Schicht dünn genug sein, damit



**Abbildung 5.1:** Schichtaufbau: (a) uniforme Probe, (b) Zwei-Schichten-Probe, (c) Drei-Schichten-Probe und (d) kontinuierliche Probe.

Dickengradient	Zusammensetzung
uniform	Si/SiO <sub>2</sub> /Pd(20 nm)/[Co(0,3 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>52</sub> /Pd(0,9 nm)
zwei-Schichten	Si/SiO <sub>2</sub> /Pd(20 nm)/[Co(0,3 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>15</sub> /[Co(0,7 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>15</sub> /Pd(0,9 nm)
drei-Schichten	Si/SiO <sub>2</sub> /Pd(20 nm)/[Co(0,3 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>15</sub> /[Co(0,5 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>9</sub> /[Co(0,7 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>9</sub> /Pd(0,9 nm)
kontinuierlich	Si/SiO <sub>2</sub> /Pd(20 nm)/[Co(0,3 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>15</sub> / [Co(0,3 nm + i · 0,053 nm)/Pd(0,9 nm)] <sub>i=1-15</sub> /Pd(0,9 nm)

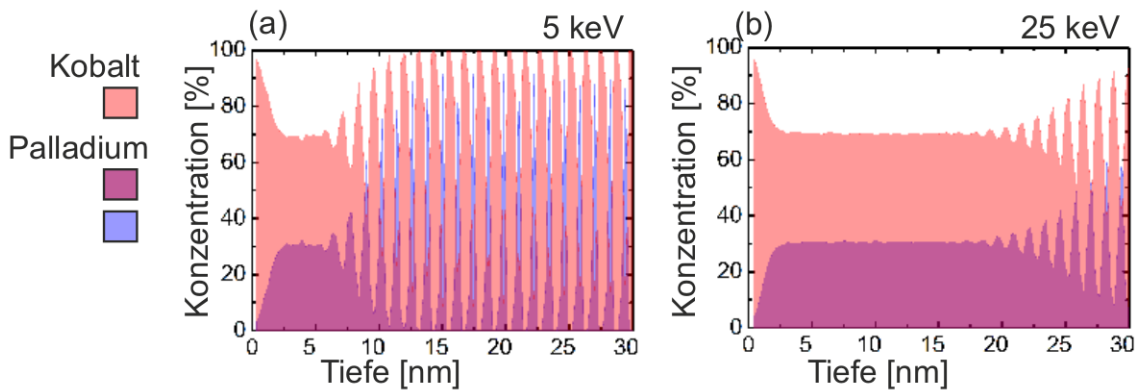
**Tabelle 5.1:** Übersicht über die Schichtsysteme.

die positive Grenzflächenanisotropie  $K_s$  über die negative Volumenanisotropie  $K_V$  dominiert und somit die resultierende Anisotropie  $K_{eff}$  positiv ist (Formel 5.1). Denn die Volumenanisotropie favorisiert die in der Ebene liegende Magnetisierung. Ist die effektive Anisotropie  $K_{eff}$  positiv, liegt die magnetisch leichte Richtung des Materials senkrecht zur Ebene, sonst in der Probenebene [83].

$$K_{eff} = K_V + 2 \cdot K_s/t \quad (5.1)$$

Auf Grund der verringerten Symmetrie an den Grenzflächen unterscheiden sich die beiden Anisotropien. Eine ausführliche Betrachtung der Anisotropien von metallischen Schichten findet sich bei Johnson *et al.* [83]. In unseren Proben ist Kobalt das magnetische Material, welches durch Palladium separiert wurde. Für Kobalt reicht eine Dicke unterhalb 1,3 nm aus, um senkrecht magnetisiert zu sein. Die stärkste senkrechte Anisotropie zeigt es bei ca. 0,3 nm [83, 84]. Das Schaltfeld von unmodifizierten Co/Pd Schichten ist zu hoch, um es als Speichermedium zu verwenden [4].

Die Proben werden durch Magnetronspütern im UHV mit einem Ar-Druck von 0,66 bar an der University California Davis hergestellt [85]. Dieses ist eine Variante der Kathodenzerstäubung bei der zusätzlich ein magnetisches Feld anliegt. Hierbei erzeugen die Argon-Ionen durch Stoßionisation Target-Ionen, welche sich dann auf der Probe ablagern [86, 87]. Wegen des anliegenden elektromagnetischen Feldes vollführen die Elektronen eine Schraubenbahn nahe am Target, wodurch sie besonders viele Ar-Atome ionisieren können. In Tabelle 5.1 sind die verschiedenen Schichtsysteme mit verschiedenen Dickengradienten der einzelnen Schichten aufgelistet und Abbildung 5.1 zeigt den prinzipiellen Schichtaufbau. Schichtabschnitte mit gleichen Schichtdicken sind jeweils in der derselben Farbe gefärbt. Die Schichten wurden auf



**Abbildung 5.2:** TRIDYN Simulation der Implantation mit  $7 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  mit einer Energie von (a) 5 keV (b) 25 keV in das uniforme Schichtsystem.

einem Siliziumwafer abgeschieden. Bei allen Probenvarianten war die erste Schicht auf dem Wafer 20 nm Palladium. Die oberste Schicht für sämtliche Proben ist 0,9 nm Palladium, um Oxidation zu verhindern.

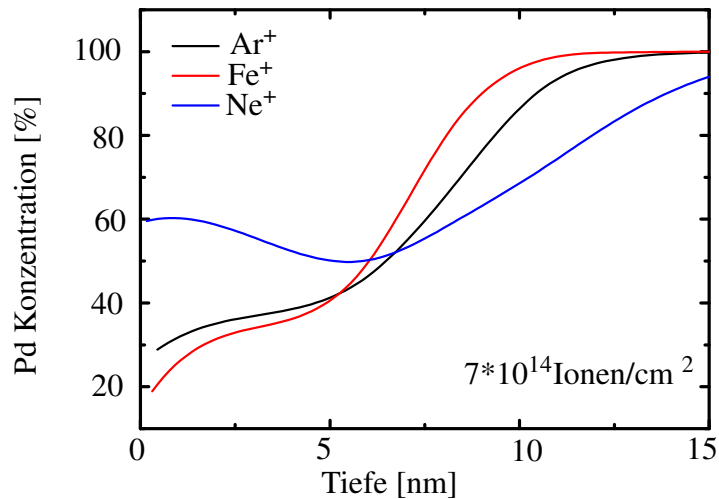
Die Anisotropie sinkt, wenn die Dicke der Kobalt-Schicht steigt [84]. Eine Erhöhung der Schichtanzahl führt zu einer Erhöhung der Sättigungsmagnetisierung. Bei allen Proben außer der uniformen Probe bestand auch schon vor der Implantation ein Anisotropiegradient.

Im experimentellen Teil wurde untersucht, ob man mit Ionenimplantation einen Anisotropiegradienten erzeugen kann. Dafür sind die vorher beschriebenen Messmethoden genutzt worden.

## 5.2 Simulation der Eindringtiefe der Ionen mit TRIDYN

Durch Implantation kann man das Schaltfeld in den Schichtsystemen, welche im vorangegangenen Kapitel vorgestellt wurden (Tabelle 5.1), verringern [88, 89]. Um feststellen zu können, welche Kombination aus Ion, Energie und Fluenz einen optimalen Gradienten im jeweiligen Material erzeugt, wurden vor der Implantation verschiedene TRIDYN-Simulationen durchgeführt.

In Abb. 5.2 ist die Simulation mit Ar-Ionen der Fluenz  $7 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  in das uniforme Schichtsystem dargestellt. Die Implantation führt zu einer Zerstörung des Schichtaufbaus der Proben auf Grund von atomaren Kollisionen. Der Schichtaufbau ist Voraussetzung, damit die Probe aus der Ebene magnetisiert ist (siehe Kapitel 5.1). Eine Reduzierung der Grenzflächen-



**Abbildung 5.3:** Ermittelte Hüllkurven aus den TRIDYN Simulationen für verschiedene Proben-schichten bei der Implantation mit  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Ne}^+$  mit einer Fluenz von  $7 \cdot 10^{14}$  Ionen/ $\text{cm}^2$  und der Energie von 7 keV in den kontinuierlichen Probenaufbau.

anisotropie führt somit zu einer Veränderung der magnetischen Eigenschaften [90–93].

In Abbildung 5.2(a) ist die Simulation der Implantation mit der Energie von 5 keV und in Abbildung 5.2(b) mit 25 keV dargestellt. Die Abbildungen zeigen die Konzentration von Kobalt und Palladium in Abhängigkeit der Tiefe des Materials. Die Probenoberfläche ist mit der Tiefe 0 gekennzeichnet. Wenn der Schichtaufbau noch intakt ist, wechselt sich eine hohe Konzentration von Kobalt in kurzen Abständen mit einer hohen Konzentration von Palladium ab, es entsteht eine Streifenstruktur. Durch die Implantation findet eine Vermischung der Schichten statt und man erhält bei kompletter Durchmischung eine 30 %ige Konzentration von Palladium und eine 70 %ige Konzentration von Kobalt. In der Nähe der Oberfläche sinkt die Palladiumkonzentration gegen 0 %, weil bei der Implantation mit Argon-Ionen Palladium stärker als Kobalt aus dem Material herausgelöst wird. Der Abtragungseffekt durch die Ionen spiegelt sich auch in der geringen Dickenreduzierung von 1 nm wieder. Im Vergleich der beiden Abbildungen 5.2(a) und 5.2(b) miteinander ist erkennbar, dass eine vollständige Durchmischung mit der geringeren Energie bis zu einer Tiefe von 8 nm stattfindet und bei der höheren Energie bis zu 18 nm. Bei der hohen Energie werden wegen der größeren Eindringtiefe mehr Schichten durchmischt.

Um die Wirkung der verschiedenen Ionensorten auf die Konzentrationsveränderung zu untersuchen, sind die Hüllungskurven der verschiedenen TRIDYN-Simulationen in Abbildung 5.3 dargestellt. Das Einhüllende erfasst den Verlauf der Palladiumkonzentration. Im nicht

Energie [keV]	Eindringtiefe [nm]	
	für Fluenz $2,6 \cdot 10^{14} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$	für Fluenz $7,0 \cdot 10^{14} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$
<b>1</b>	4,66	4,7
<b>5</b>	10,6	12,9
<b>10</b>	16,6	18,9
<b>25</b>	33,4	38,2

**Tabelle 5.2:** Eindringtiefe [nm] der Ar-Ionen in den uniformen Schichtaufbau für verschiedene Energien und Fluenzen. Tabelle ist auch in unserem Artikel [85] erschienen.

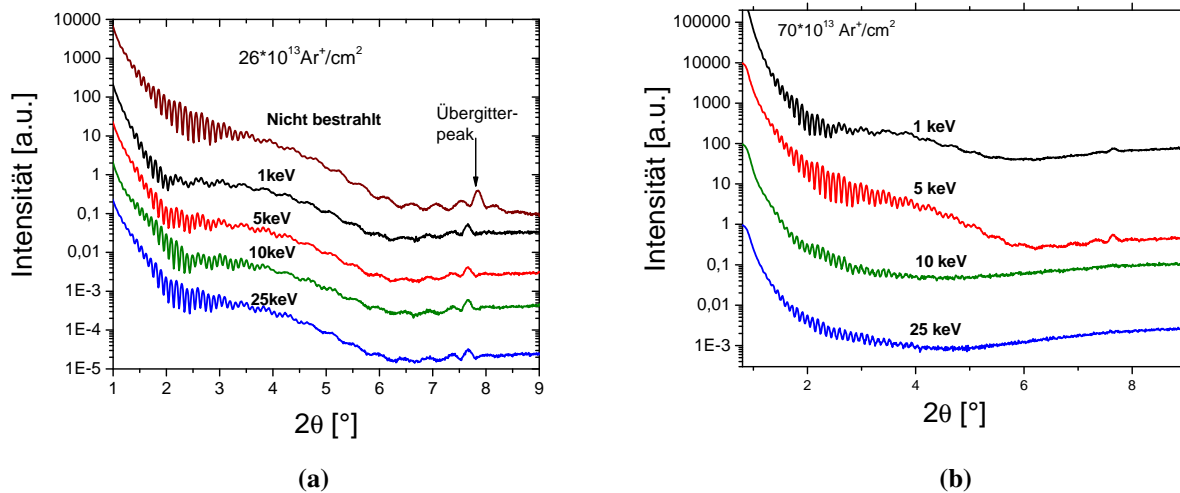
durchmischten Zustand hat die Hüllkurve einen Wert von 100 %. Vergleicht man die verschiedenen Gradienten der Hüllkurven, erkennt man, dass bei der Implantation mit Fe-Ionen die Palladium-Konzentration von 100 % bei der geringsten Tiefe erreicht wird. Der Grund ist, dass die Edelgase Argon und Neon auf Grund der fehlenden Wechselwirkung eine höhere Eindringtiefe haben als Eisen. Außerdem kann Neon etwas tiefer in das Material eindringen, da es leichter ist. Der stärkere Gradient der Edelgas-Ionen macht deutlich, dass diese die oberen Schichten besser durchmischen als Eisen-Ionen. Das Ziel ist es, die oberen Schichten magnetisch zu modifizieren. Dafür sind Argon und Neon-Ionen also besser geeignet.

Tabelle 5.2 listet die verschiedenen Eindringtiefen in Abhängigkeit der Fluenz und der Energie für die Implantation mit Argon auf. Auch hier ist erkennbar, dass die Eindringtiefe mit der Ionenenergie skaliert. Die reale Eindringtiefe ist höher als die mit TRIDYN simulierte Eindringtiefe, da die Simulation die Berechnungen bei 0 K durchführt. Eine höhere Fluenz erzeugt eine bessere Durchmischung der Schichten und einem höheren Schichtabtrag.

Sämtliche Messungen an der uniformen Probe bei der Implantation mit Ar-Ionen sind in unserem Artikel [85], der in Appl. Phys. Lett. erschienen ist, zusammengefasst.

## 5.3 Messungen der Rauigkeit

Mit XRR kann man die Rauigkeit von Grenzflächen bestimmen. Die Oszillationen, welche man in beiden nicht implantierten Schichten in den Abbildungen 5.4(a) und 5.4(b) sehen kann, weisen auf einen guten Schichtaufbau hin. Ein weiterer Hinweis für ein intaktes Zweischichtensystem ist das Auftreten des Übergitterpeaks bei  $2\theta = 8^\circ$  (gekennzeichnet durch einen Pfeil in Abb. 5.4(a)) für alle Proben außer bei den hohen Energien (10 keV und 25 keV) mit hoher Fluenz. Die Implantation bei 1 keV für die hohe Fluenz Abb. 5.4(b) zeigt keine Oszillationen

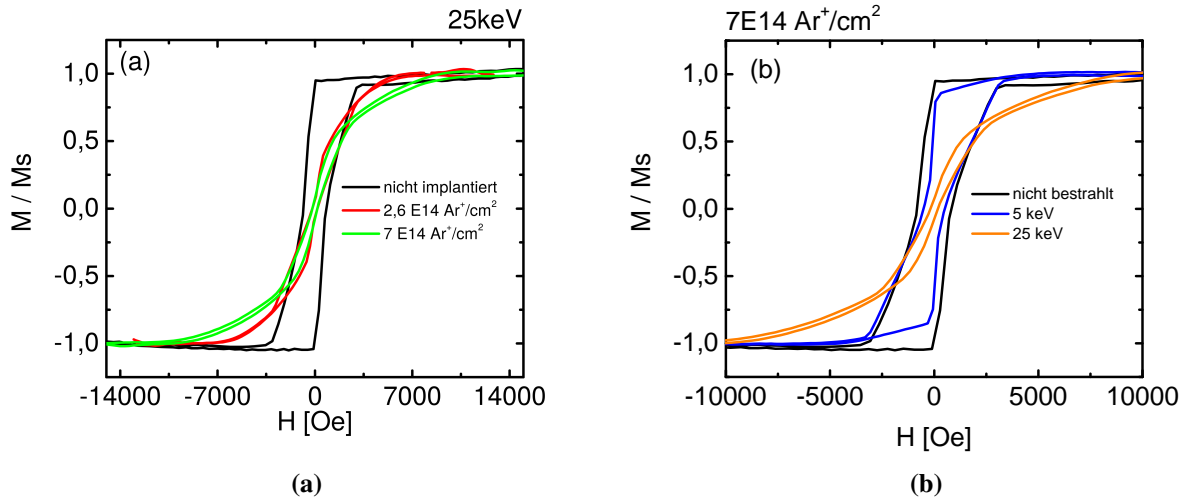


**Abbildung 5.4:** XRR Messungen an der uniformem Probe (a) Fluenz  $2,6 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  und (b) Fluenz  $7 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ . Die Spektren sind für die bessere Sichtbarkeit vertikal verschoben. Gemessen von Elke Arenholz aus unserem Artikel [85].

in dem hohen Winkelbereich. Der Grund ist, dass die Ionen in die oberen 5 nm implantiert wurden, was zu einer rauen Oberfläche führt. Die darunterliegenden Schichten blieben für diese Probe intakt. Bei der Implantation mit hoher Energie (10 keV, 25 keV) und hoher Fluenz ( $7 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ ) (s. Abb. 5.4(b)) erkennt man ebenfalls keine weiteren Oszillationen für hohe Winkel. Das Fehlen von Oszillationen kennzeichnet die Zunahme von Rauigkeiten an den Grenzflächen. In beiden Abbildungen ist die Reduzierung der Oszillationen im niedrigen Winkelbereich mit steigender Energie erkennbar. Besonders gut sichtbar wird es an der Messkurve für 5 keV im Vergleich mit 25 keV bei hohen Fluenzen (Abb. 5.4(b)). Im Fall der 25 keV Messung ist das Zweischichtsystem besser durchmischt, als bei 5 keV.

Mit den XRR-Messung wurde gezeigt, dass die Implantation zu einer Zunahme der Oberflächenrauigkeit führt und der Schichtaufbau für hohe Energien durchmischt wird. Diese Durchmischung stimmt mit den TRIDYN-Simulationen überein.





**Abbildung 5.5:** Polare MOKE Messungen für die Implantation mit Ar-Ionen in die uniforme Probenschicht (a) für  $2,6 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  und  $7 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  mit 25 keV und (b) für  $7 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  mit 5 keV und 25 keV.

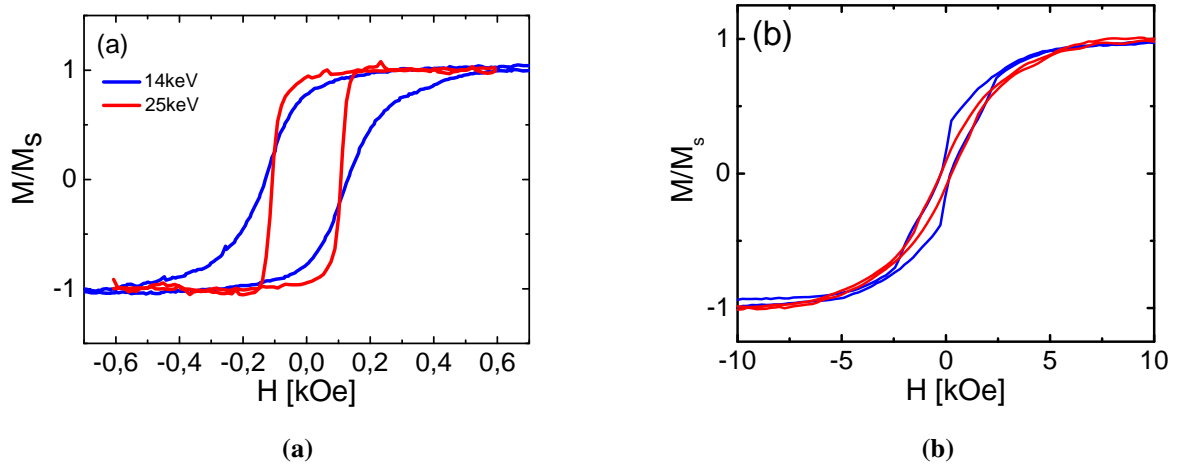
## 5.4 Messungen des Ummagnetisierungsverhalten

### Änderungen der Magnetisierung der oberen Schichten durch Implantation

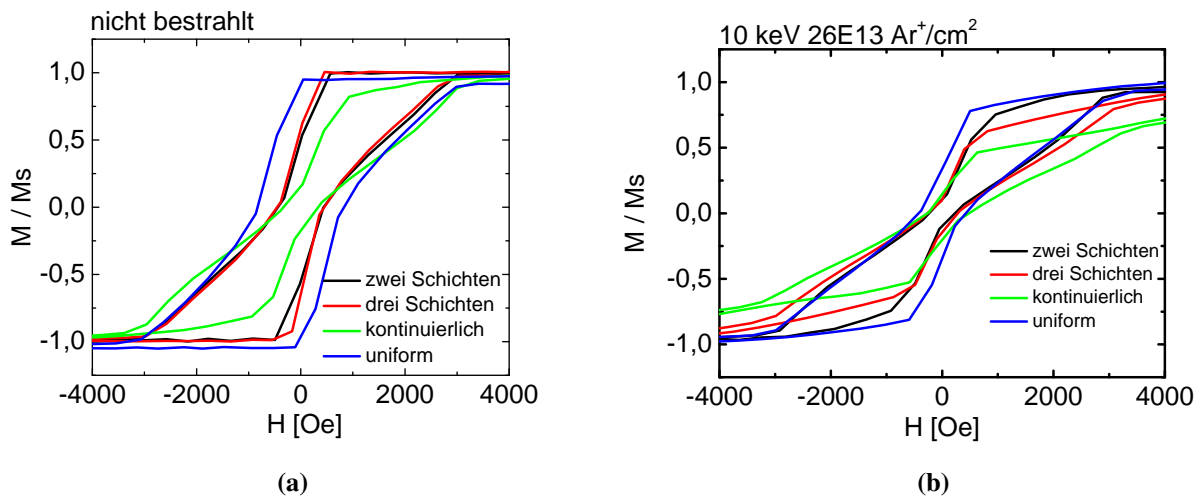
Es wurden ausgewählte Implantationen durchgeführt und mit MOKE vermessen, um den Einfluss auf die Magnetisierung in den oberen Schichten beurteilen zu können. Vergleicht man die implantierte uniforme Probe mit der nicht implantierten uniformen Probe (s. Abb 5.5(a)), so ist erkennbar, dass die Implantation zu einer Veränderung des Hystereseverhaltens führt. Die nicht implantierte Probe zeigt den Hystereseverlauf einer leichten Richtung und ein großes Koerzitivfeld. Dieses stellt ein hartmagnetisches Magnetisierungsverhalten aus der Ebene dar.

Die Ummagnetisierungskurven der zwei implantierten Proben haben ein deutlich kleineres Koerzitivfeld und ein Übergang vom Magnetisierungsschalten zur Drehung der Magnetisierung findet statt. Dieses ist das Verhalten eines weichmagnetischen Materials. Daraus kann man schlussfolgern, dass durch die Implantation die leichte Richtung nicht mehr aus der Ebene zeigt, sondern sich mehr in Richtung Probenebene gedreht hat.

Beim Vergleich der beiden Kurven der implantierten Proben fällt auf, dass eine höhere Fluenz zu einem früheren Beginn der Magnetisierungsrotation führt, sie sich aber in ihrer Form



**Abbildung 5.6:** Messungen an der Zwei-Schichten-Probe für die Implantation mit Fe-Ionen mit der Fluenz von  $10 \cdot 10^{14} \text{Fe}^+/\text{cm}^2$  und einer Energie von 14 keV bzw. 25 keV mit (a) dem longitudinalen MOKE und (b) dem polaren MOKE.



**Abbildung 5.7:** Polare MOKE Messungen für verschiedene Probeschichten (a) der nichtimplantierten Proben und (b) bei der Ar-Implantation mit der Fluenz von  $2,6 \cdot 10^{14} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$  und einer Energie von 10 keV.

ähnelt (Abb. 5.5(a)).

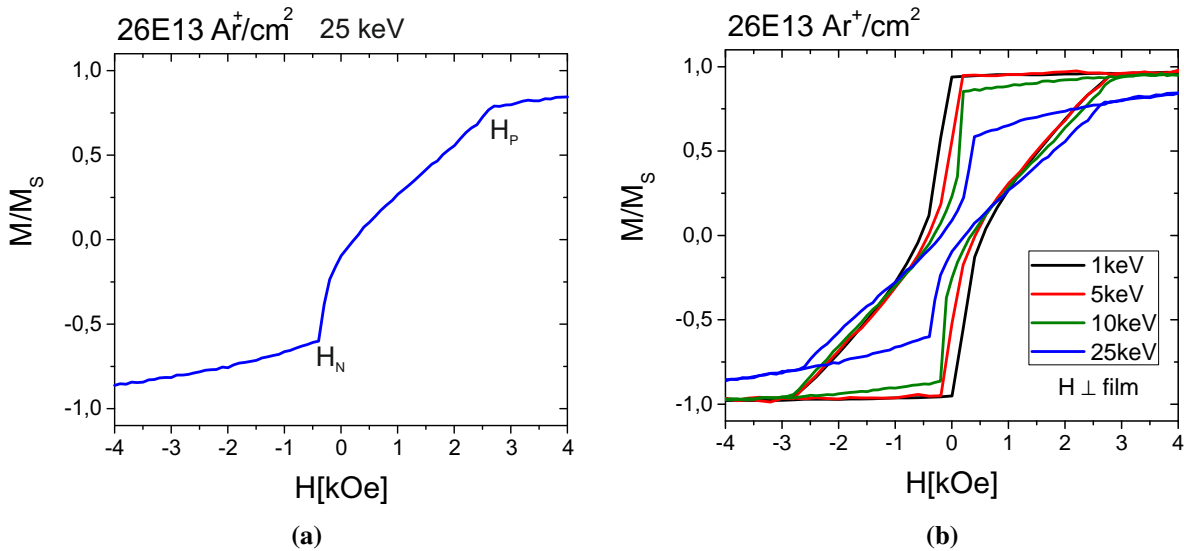
In Abbildung 5.5(b) sind polare MOKE Messungen an Proben dargestellt, die mit der gleichen Fluenz und unterschiedlicher Energie implantiert sind. Die Ionenenergie von 5 keV verändert das Schaltverhalten der oberen Schichten kaum. Die blaue Kurve ähnelt der Messkurve der nichtimplantierten Probe sehr. Im Gegensatz dazu zeigt die Messkurve der Probe, welche bei 25 keV implantiert ist, einen ähnlichen Ummagnetisierungsverlauf wie die vorher beschriebenen implantierten Proben (grüne und rote Kurve in Abb. 5.5(a)). Das Ummagnetisierungsverhalten zeigt eine stärkere Abhängigkeit von der Ionenenergie als von der Fluenz (Abb. 5.5(b)).

In Abbildung 5.6(b) ist die polare MOKE Messung an einer Zwei-Schicht-Probe gezeigt. Auch hier ist eine ähnliche Abhängigkeit der Magnetisierungsänderung von der Energie wie in Abb. 5.5(b) sichtbar. Zusätzlich wurde noch die Magnetisierung in der Ebene gemessen (Abb. 5.6(a)). An der ausgeprägten Rechteckkurve (bei höheren Energien), welches die leichte Richtung kennzeichnet, ist deutlich sichtbar, dass die leichte Richtung nach der Implantation in der Ebene liegt.

Diese Messungen belegen, dass man durch Implantation die Vorzugsrichtung der Magnetisierung der Probe in die Ebene dreht. Die oberen Schichten sind wegen der Erniedrigung der Anisotropie weichmagnetisch. Somit wurde ein Anisotropiegradient im Schichtsystem erzeugt.

Ein Vergleich der verschiedenen Probenschichtsysteme zeigt, dass unabhängig vom Schichtsystem eine Reduzierung der Magnetisierung aus der Ebene stattfindet (Abb. 5.7(b)). Denn für alle Probensysteme ändert sich das Ummagnetisierungsverhalten von einem klaren Schalten zu einer Magnetisierungsrotation (Vergleich Abb. 5.7(a) mit Abb. 5.7(b)). Die nichtmanipulierte uniforme Probe ist am stärksten senkrecht zur Ebene magnetisiert und das Zwei-Schichtsystem sowie Drei-Schichtsystem verhalten sich ähnlich (Abb. 5.7(a)). Die kontinuierliche Schicht hat von Anfang an auf Grund der Probenherstellung einen ausgeprägten Anisotropiegradienten.

Als Speichermedium benötigt man ein Material, welches leicht herzustellen ist und somit möglich kostengünstig bleibt. Von diesen Proben besitzt das uniforme Schichtsystem den geringsten Herstellungsaufwand. Deshalb sind die nachfolgenden Untersuchungen hauptsächlich auf dieses Probensystem beschränkt.



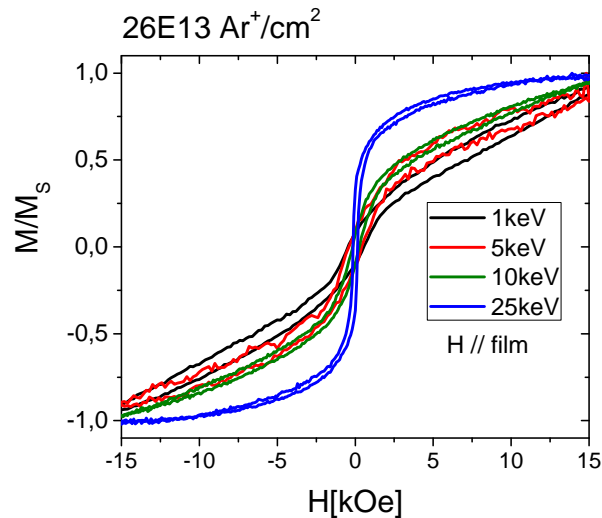
**Abbildung 5.8:** VSM Messungen an der uniformen Probenschicht bei Energie 1-25 keV und der Fluenz  $2,6 \cdot 10^{14} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$  für Magnetisierungen senkrecht zur Ebene (a) Hystereseseast für 25 keV und (b) Magnetisierungskurven für verschiedene Energien. Messungen durchgeführt und dargestellt von Peter Greene in unserem Artikel [85].

Mittels polaren MOKE Messungen ist gezeigt worden, dass durch die Implantation die oberen Schichten weichmagnetisch werden.

## Änderung der Magnetisierung der gesamten Probe durch die Implantation

Wie in den vorangegangenen Messungen (z. B. Abb. 5.5(b)) dargestellt, führt die Implantation dazu, dass die oberen Schichten weichmagnetisch werden.

In Abb. 5.8(a) wird das Prinzip des dadurch erzeugten Anisotropiegradienten am Ummagnetisierungsverhalten der kompletten Probe für die 25 keV Kurve aus Abb. 5.8(b) erklärt. Folgt man dem Graphen (Abb. 5.8(a)) von negativen zu positiven Feldwerten, so tritt zuerst die kohärente, reversible Magnetisierungsrotation auf. Die kohärente Drehung ist an dem leichten Anstieg der Magnetisierung mit zunehmenden Feld erkennbar. Dieses Magnetisierungsverhalten ist das Resultat der oberen weichmagnetischen Schichten. Ab dem Nukleationsfeldwert  $H_N$  werden Domänen gebildet, welche sich dann bewegen. Hier setzt die sprunghafte Änderung der Magnetisierung ein. Ab diesem Moment schaltet das Material. Die Domänen werden ausgelöscht, sobald das Material ummagnetisiert ist ( $H_P$ ) [94, 95]. Der Schaltprozess ist somit



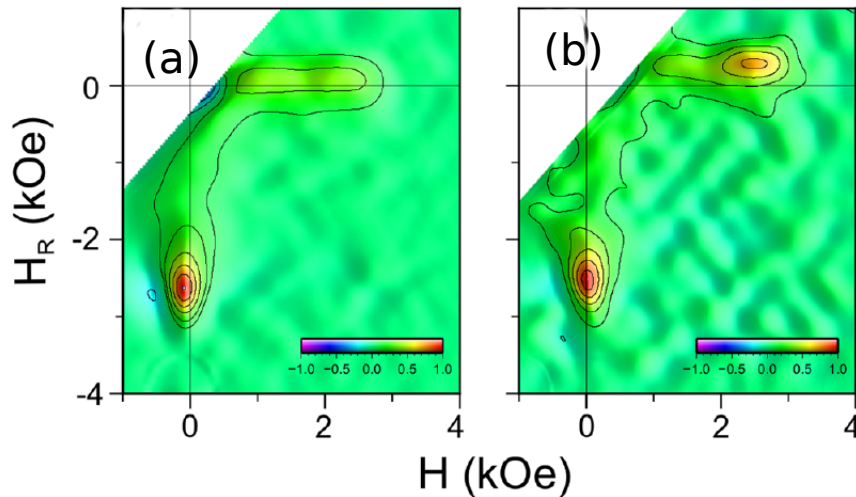
**Abbildung 5.9:** VSM Messungen in der Ebene an der uniformen Probenschicht bei Energie 1-25 keV und der Fluenz  $2,6 \cdot 10^{14} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ . Messungen durchgeführt und dargestellt von Peter Greene, erschienen in unserem Artikel [85].

erst bei  $H_P$  beendet.

Repräsentative Kurven dieses Verhaltens sind in Abb. 5.8(b) gezeigt. Dort ist erkennbar, dass der Bereich der reversiblen Magnetisierungsrotation mit steigender Ionenenergie zunimmt und infolgedessen das Nukleationsfeld abnimmt. Die Zunahme der reversiblen Magnetisierungsrotation mit der Ionenenergie ist damit konsistent, dass für steigende Energien die Anisotropie in den oberen Schichten stärker in die Schichtebene gedreht wird. Des Weiteren sinkt die Magnetisierung bei Nullfeld (remanente Magnetisierung) mit steigender Energie und  $H_P$  ist nahezu konstant.

In Abbildung 5.9 sind die Ummagnetisierungskurven der kompletten Probe für Messungen in der Ebene gezeigt. Diese zeigen ein hartmagnetisches Verhalten. Die leichte Richtung der kompletten Probe zeigt auch nach der Implantation noch aus der Ebene. Mit steigender Energie nimmt die remanente Magnetisierung zu. Dieses ist besonders gut sichtbar an der blauen Kurve der 25 keV Implantation. Die Änderung der remanenten Magnetisierung in der Ebene belegt auch, dass durch die Implantation eine Anisotropieänderung erzeugt wird.

Mit der Ionenimplantation in die oberen Schichten ist es möglich, dass diese weichmagnetisch werden. Die weichmagnetischen oberen Schichten beeinflussen das Schaltverhalten der kompletten Probe. Es konnte gezeigt werden, dass dadurch das Nukleationsfeld gesenkt wird und das der Schaltprozess bei dem konstanten hohen Feldwert beendet ist.

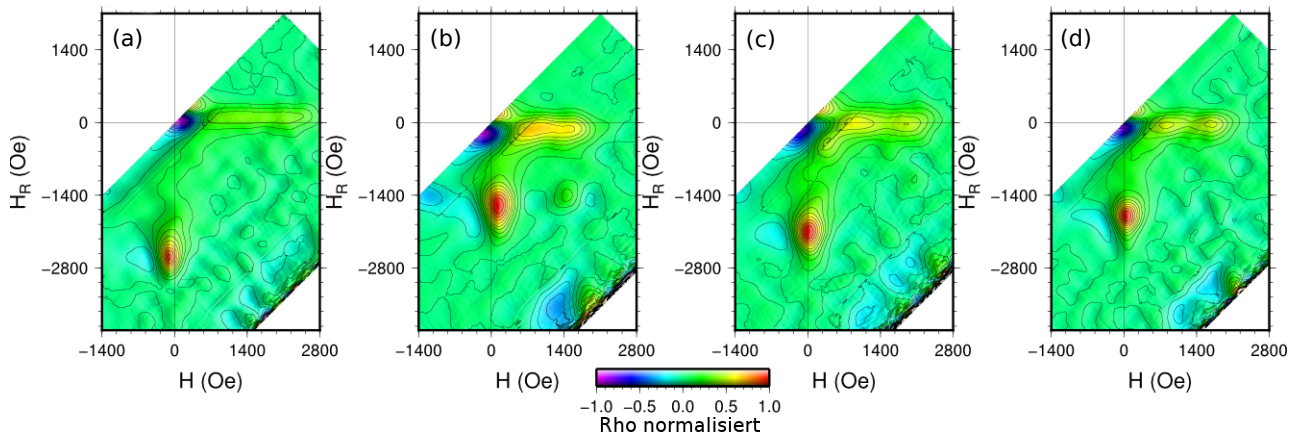


**Abbildung 5.10:** FORC-Diagramm bei Implantation von Ar-Ionen der Energie 10 keV mit der Fluenz  $7 \cdot 10^{14} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$  in den uniformen Probenaufbau für (a) gesamte Probe und (b) obere Schichten (mit XMCD gemessen). FORC-Messungen und Auswertung von Peter Greene und XMCD durch Elke Arenholz durchgeführt. Erschienen in unserem Artikel [85]

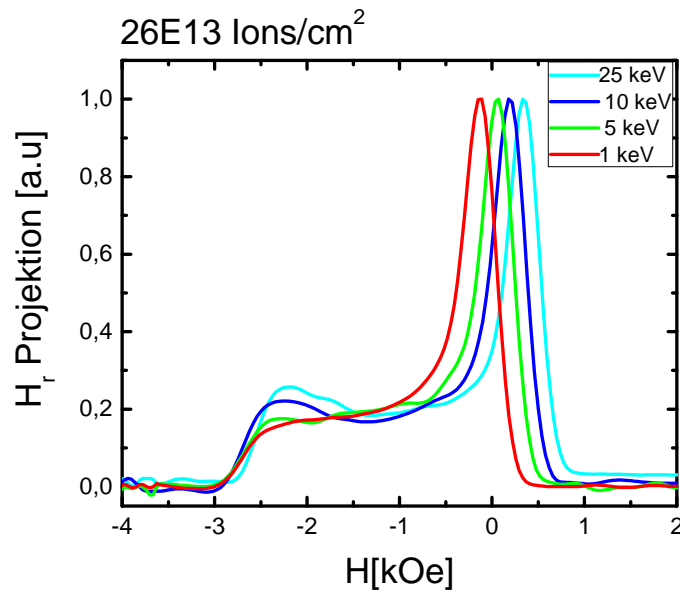
## 5.5 Domänenbetrachtung und Schaltfeldverteilung

Das FORC-Diagramm Abb. 5.10(a) ist für den kompletten Schichtaufbau gemessen worden, wobei das Feld senkrecht zur Probenoberfläche anlag. Dort erkennt man einen horizontalen Kamm von  $-0,2 \text{ kOe} < H_r < 0,2 \text{ kOe}$  gefolgt von einem reversiblen Plateau  $-1,8 \text{ kOe} < H_r < -0,2 \text{ kOe}$ . Der vertikale Peak  $-3,2 \text{ kOe} < H_r < -1,8 \text{ kOe}$  entspricht der Nukleation und Bewegung von Labyrinth-Domänen, Ausdehnung der Domänen und der am Ende stattfindenden Annihilation der Domänen. Die Beschreibungen beruhen auf vorangegangenen Messungen von J. E. Davis *et al.* [96,97].

Vergleicht man diese Messung nun mit dem FORC-Diagramm der oberen Schichten (Abb. 5.10(b)), so erkennt man dort einen zusätzlichen vertikalen Peak, der in einem ähnlichen Feldbereich liegt wie der horizontale Kamm in Abb. 5.10(a). Dieser Peak kennzeichnet die Domänennukleation in der magnetisch weichen Schicht (obere Schichten). Der Feldwert  $H_N$  in Abb. 5.8(a) markiert somit die Domänennukleation in den implantierten Schichten. Es folgt die reversible Domänenbewegung von der weichmagnetischen Schicht in die hartmagnetische (untere) Schicht. Hierbei bewegt sich eine teilweise vertikale Domänenwand von der Oberfläche vertikal durch die Schichten. Diese Domänenbewegung trägt dazu bei, dass der Schaltprozess in der hartmagnetischen Schicht bei niedrigeren Felder beginnt als bei der nicht modifizierten Probe [95,98]. Dazu muss das Haftfeld ( $H_P$ ), wenn die Domäne aus der weichmagnetischen



**Abbildung 5.11:** FORC-Diagramm bei Implantation mit 7 keV Ne-Ionen mit der Fluenz  $33 \cdot 10^{14} \text{Ne}^+/\text{cm}^2$  in (a) Uniforme Schicht, (b) Zwei-Schichten-, (c) Drei-Schichten- und (d) kontinuierliches Schichtsystem. Messungen und Auswertung von Peter Greene.



**Abbildung 5.12:** Schaltfeldverteilung der uniformen Probenschicht nach der Implantation mit Ar-Ionen der Energien 1-25 keV und der Fluenz  $2,6 \cdot 10^{14} \text{Ar}^+/\text{cm}^2$ . Messungen und Auswertung von Peter Greene. Teil unseres Artikels [85].

Schicht an der Grenze zur hartmagnetischen Schicht hängen bleibt, überwunden werden. Ist dieses überwunden, so schaltet die hartmagnetische Schicht. Hierbei wird die thermische Stabilität nur durch die magnetischen Merkmale der hartmagnetischen Schicht bestimmt [99].

Der zu Grunde liegende Prozess heißt *Exchange Spring Effekt*. Er kann auftreten, wenn eine weichmagnetische Schicht an einer hartmagnetischen Schicht über Austauschwechselwirkungen gekoppelt ist. Dabei kann die weichmagnetische Schicht sich kohärent reversibel drehen, solange das anliegende Feld größer als das Nukleationsfeld  $H_N$  und kleiner als das Schaltfeld  $H_P$  der hartmagnetischen Schicht ist [20]. Des Weiteren muss die weichmagnetische Schichtdicke größer als die doppelte Domänenwanddicke in der hartmagnetischen Schicht sein [100]. Wäre das nicht erfüllt, würde die hartmagnetische Schicht die weichmagnetische Schicht fixieren, bis sie gemeinsam schalten. Bei ausreichender Dicke kann die Magnetisierung in der weichmagnetischen Schicht kohärent zur Feldrichtung drehen, wobei der Drehwinkel mit zunehmendem Abstand zur hartmagnetischen Schicht zunimmt.

Diesen Effekt kann man auch in den anderen Probensystemen durch Implantation erzeugen (Abb. 5.11). Auch dort treten die vorher genannten Merkmale bei der Messung des kompletten Filmes wieder auf.

Des Weiteren ist erkennbar, dass die Domänenannihilation von dem gewählten Probensystem abhängt. Dieses ist konsistent zu den vorher gemessenen Hysteresen (Abb. 5.7(b)). Die Schaltfeldverteilung der mit Argon implantierten uniformen Probe (Abb. 5.12) zeigt die Reduzierung des Schaltfeldes durch die Implantation. Der Graph muss von rechts nach links gelesen werden. Die Nukleation der Domänen beginnt bei niedrigeren Feldwerten für höhere Ionenenergien. Das Ende des Schaltprozess ist für alle gezeigten Proben konstant bei rund  $H_P = -3$  kOe. Der Grund dafür ist, dass die Domänen in der Schicht mit der höheren Anisotropie (untere Schichten) festgehalten werden.

Somit führt der durch Implantation erzeugte Anisotropiegradient zu einem niedrigeren Schaltfeld wobei die magnetische Information in der hartmagnetischen Schicht sicher gespeichert ist.



## 6 Magnetisierungsveränderung durch Ionenimplantation

Der Binärcode von Computern basiert auf Nullen und Einsen. Mittels Spinwellen könnte man von dem Binärcode zu einem Vektor basierten Verfahren wechseln, dadurch wird ein zusätzlicher Freiheitsgrad in der Speicherung gewonnen. Weitere Vorteile der Verwendung von Spinwellen bei der Speicherung sind: deren Wellenlänge im nm-Bereich, Informationstransport ohne joulsches Heizen sowie der drahtfreie Energieversorgung der magnonischen Elemente [101]. Zum Datentransport benötigt man Spinwellenleiter und für die Datenverarbeitung magnonische Kristalle [102, 103]. In den folgenden Kapitel geht es um die Herstellung des Spinwellenleiters und des magnonischen Kristalles durch die Verwendung von Ionenimplantation.

### 6.1 Herstellung eines Spinwellenleiters und eines magnonischen Kristalls

Es wurden zwei Probenserien hergestellt in der TU Kaiserslautern hergestellt und am HZDR implantiert. Mit der Probenserie 1 sollte ein Spinwellenleiter erzeugt werden und mit Probenserie 2 ein magnonischer Kristall. Ausgangsmaterial ist 20 nm dickes Permalloy, welches durch Molekularstrahlepitaxie auf einem Siliziumwafer abgeschieden wurde. Danach wurde eine PMMA-Fotomaske aufgebracht und mit Elektronenstrahlolithographie belichtet und anschließend entwickelt. Bei der anschließenden Implantation sind die nicht abgedeckten Stellen der Probe mit Chrom-Ionen der Energie von 30 keV und verschiedenen Fluenzen implantiert worden. Die Implantationsparameter befinden sich in Tabelle 6.1. Für beide Probenserien sind Referenzproben unter den gleichen Implantationsbedingungen aber ohne Strukturierung hergestellt worden. Wie im vorangegangenen Teil der Arbeit erwähnt, führt eine Implantation mit Chrom zu einer Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung und auch zu einer Erhöhung der Dämpfung der Spinwellen.

Name	Energie [keV]	Fluenz [ $10^{15}$ Cr <sup>+</sup> /cm <sup>2</sup> ]
Probenserie 1		
Probe A	30	2,2
	30	4,4
Probe B	30	6,6
	30	8,8
Probe C	30	11
Probenserie 2		
	30	1,9
Probe D	30	4,4
	30	7,6
	30	12,3

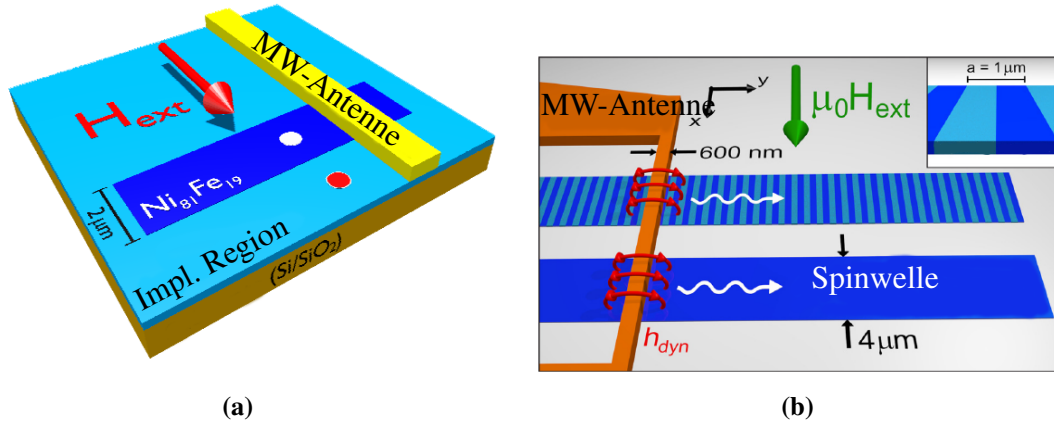
**Tabelle 6.1:** Probenübersicht mit Implantationsparametern. Nur Proben, welche mit dem BLS vermessen wurden, sind benannt. Für fast jede Probe (Ausnahme Probe A) ist ein Referenzfilm unter den gleichen Implantationsbedingungen mitimplantiert worden.

Abbildung 6.1(a) zeigt ein Schema der Probenserie 1. Hier befindet sich ein nicht implantierter Permalloystreifen inmitten einer implantierten Permalloy-Region. Die Breite des Permalloystreifens beträgt 2  $\mu\text{m}$ . Es wurde eine Kupferantenne aufgebracht, um Spinwellen durch Mikrowellen erzeugte Magnetfelder anregen zu können. Der weiße und der rote Punkt kennzeichnen Messpositionen für die BLS-Messung.

Für die Probenserie 2 ist die fertige Probe in Abb. 6.1(b) dargestellt. Die beiden Wellenleiter haben jeweils eine Breite von 4  $\mu\text{m}$ . Durch Nutzung einer PMMA-Maske sind in einem der Wellenleiter Streifen von 0,5  $\mu\text{m}$  Breite implantiert neben nicht implantierten Streifen derselben Breite. Der unimplantierte Wellenleiter dient als Referenz. Als letzter Schritt wurde eine 200 nm dicke und 600 nm breite Kupfer-Antenne aufgebracht. Durch Anlegen eines Mikrowellenfeldes an die Antenne ist es möglich gezielt Spinwellen einer Frequenz im Material anzuregen. Auf Grund der Ausrichtung des Spinwellenleiters breiten sich die Spinwellen senkrecht zum extern angelegten Feld aus [106].

## 6.2 Messungen der Sättigungsmagnetisierung

Weil die Sättigungsmagnetisierung einen direkten Einfluss auf das Spinwellenverhalten hat, wurde diese mit dem polaren MOKE bestimmt. Die Funktionsweise und das Prinzip des po-



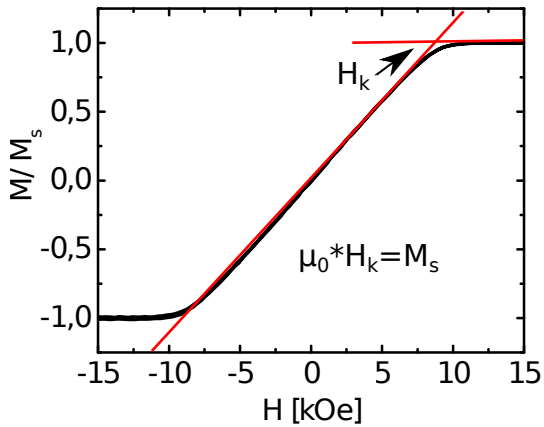
**Abbildung 6.1:** (a) Probenaufbau Serie 1 (entnommen aus [104]) (b) Probenaufbau Serie 2 (entnommen aus [105]). Hellblaue (dunkelblaue) Bereiche kennzeichnen die implantierten (nicht implantierten) Regionen.

laren MOKE wurden im Abschnitt 2.3 beschrieben. Hier wird auf die Nutzung des polaren MOKE zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung eingegangen. Für die Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung wurde diese Methode gewählt, weil man hierfür das genaue Probenvolumen nicht kennen muss, im Vergleich zu VSM. Denn dieses ist aufgrund der Strukturierung mit Ionen unbestimmt.

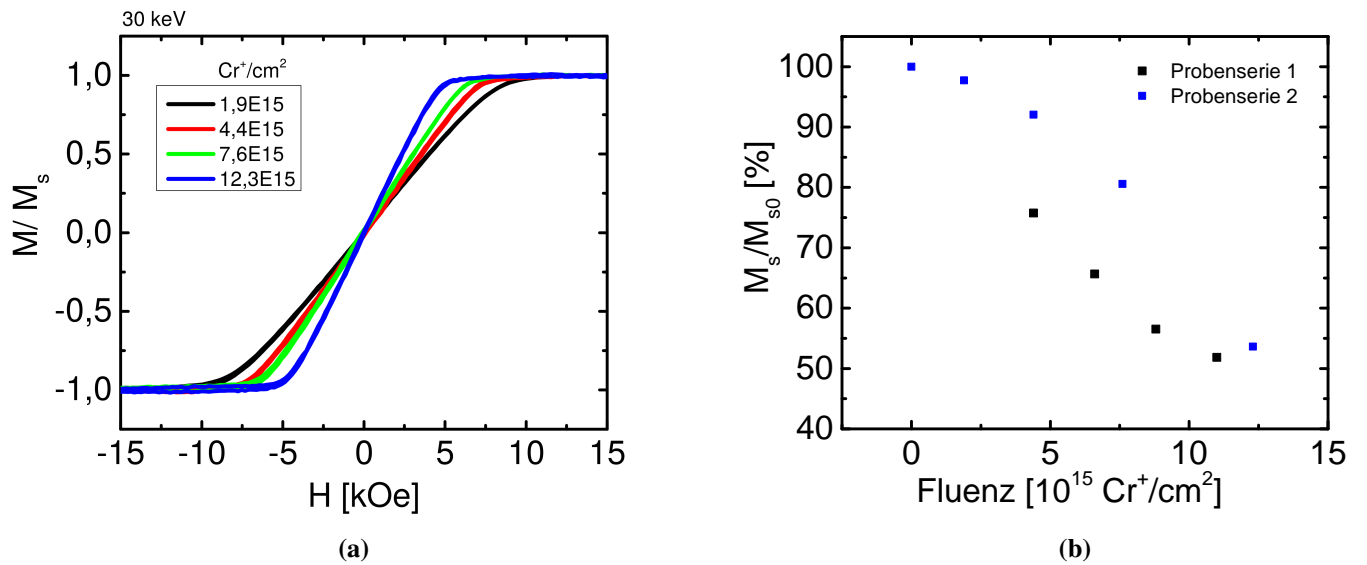
Zunächst wird das Formanisotropiefeld  $H_k$  der Probe aus den polaren MOKE Messungen der Referenzprobe bestimmt. Dies entspricht dem Schnittpunkt zwischen der roten horizontalen Linie der Sättigung und der verlängerten roten Linie der Ummagnetisierungskurve des Materials (Abb. 6.2). Aus  $\mu_0 \times H_k = M_s$  lässt sich dann die Sättigungsmagnetisierung (in T) berechnen, wenn die Proben keine Anisotropie senkrecht zur Probenebene besitzen [107].

In der Abbildung 6.3(a) sind die polaren MOKE Kurven der Serie 2 dargestellt. In den Ummagnetisierungskurven der Referenzproben ist keine Hysterese erkennbar. Daraus ist zu schlussfolgern, dass die Referenzproben keine zur Schichtebene senkrechte Anisotropie besitzen. Deshalb bestimmt allein die Formanisotropie  $H_k$  die Magnetisierungskurve bei der polaren Messung. Es gilt somit  $\mu_0 H_k = M_s$ .

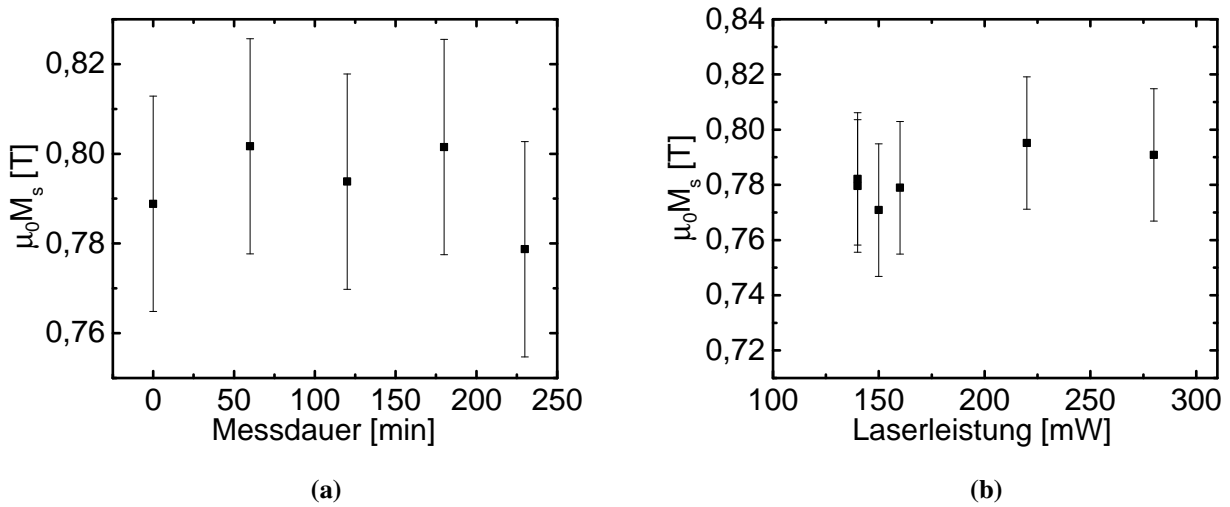
Die aus den Messkurven ermittelten Werte sind in Abbildung 6.3(b) dargestellt. Hierbei ist eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung mit steigender Fluenz für beide Probenreihen zu beobachten. Vergleicht man die Sättigungsmagnetisierungen der Probenreihe 1 (schwarze Punkte) mit denen der Probenreihe 2 (blaue Punkte). Dann ist zu erkennen, dass die Sättigungs-



**Abbildung 6.2:** Prinzip der polaren MOKE Messung an einer Permalloy Referenzprobe zur Bestimmung von  $M_s$ . Der Schnittpunkt der roten Linien markiert das Anisotropiefeld  $H_k$ .



**Abbildung 6.3:** Polare MOKE Messungen an Referenzproben: (a) Ummagnetisierungskurven der Serie 2 und (b) Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung normiert auf die Sättigungsmagnetisierung der unbestrahlten Probe  $M_{s0}$  von der Cr-Fluenz für die Probenserie 1 (schwarze Punkte) und die Probenserie 2 (blaue Punkte).



**Abbildung 6.4:** (a) Schwankungen von  $M_s$  bei Mehrfachmessung mit einem Laser von 110 mW Leistung im polaren MOKE und (b) Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  von der Laserleistung.

magnetisierungen der Probenserie 1 für ähnliche Fluenzen immer geringer ist, als  $M_s/M_{s0}$  der Probenserie 2. Für Probenserie 1 konnte keine unimplantierte Referenzprobe vermessen werden, weshalb  $\mu_0 \cdot M_{s0} = 1,0836$  T angenommen wurde. Bei Probenserie 2 beträgt  $\mu_0 \cdot M_{s0}$  nur 0,8572 T. Dieses ist der Grund für die Verschiebung der Graphen zueinander.

Um die Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung von der Temperatur zu überprüfen, wurden auch polaren MOKE Messungen mit einem Laser sehr hoher Intensität durchgeführt.

## Temperaturabhängigkeit

Die Messungen fanden an einer nicht implantierten Permalloy Probe statt. Der Anlass diese Messungen zu machen, waren Unstimmigkeiten bei der Berechnung der Austauschkonstante aus den PSSW-Moden des BLS-Spektrum für Gallium-implantierte Permalloy Proben [108]. Die Moden wurden von Björn Obry aus dem BLS-Spektrum bestimmt. Die PSSW-Mode ist eine intensitätsschwache stehende Spinwellenmode, die über die Schichtdicke quantisiert ist (Kommunikation mit B.Obry). Da ihre Frequenzposition stark austauschdominiert ist, kann man mit der Kenntnis über die Sättigungsmagnetisierung die Austauschkonstante bestimmen [109]. Es wurde vermutet, dass die Sättigungsmagnetisierung durch eine Erwärmung durch den grünen Laser bei der Messung mit dem BLS-Spektroskop zusätzlich zur Implantation reduziert wurde, weil nur dann die berechnete Austauschkonstante mit theoretischen

Austauschkonstante übereinstimmen würde. Am Ende wurden die Austauschkonstanten für diese Probenreihe auf Grund der ungenügenden Auflösung nicht berechnet.

Um dieses zu überprüfen sind die Lasereigenschaften des polaren MOKE dem des BLS-Spektroskop angepasst worden. Auf der einen Seite ist der Laserdurchmesser auf der Probe beim BLS-Mikroskop um den Faktor 100 kleiner, auf der anderen Seite wird eine geringere Laserleistung von ca. 5 mW auf der Probe gemessen (Kommunikation H. Schultheiß). Die Laserintensität bei der BLS-Mikroskopie ist somit größer als bei der BLS-Spektroskopie. Das polare MOKE hat eine Leistung von 110 mW,  $\lambda = 532$  nm und einen berechneten Strahldurchmesser von 20  $\mu\text{m}$  auf der Probe, es wurde sich an der BLS-Spektroskopie orientiert. Deshalb habe ich den intensitätsstarken grünen Laser in das polare MOKE eingekoppelt und den Strahldurchmesser angepasst. Die Leistung ist knapp vor der Probe gemessen worden.

In Abbildung 6.4(a) ist die Messung bei einer Laserleistung von 110 mW, also vergleichbar mit dem Laser im BLS-Spektroskop gezeigt. Geht man davon aus, dass eine Erwärmung der Probe stattfindet, würde man eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung mit steigender Messzeit erwarten. Dieses war nicht der Fall, sondern die ermittelten  $M_s$  Werte streuen ohne Korrelation. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung aller Messwerte bei konstanter Laserleistung. Dazu wurde  $M_s$  jeder Messkurve viermal bestimmt. Erhöht man die Laserleistung weiter um eine Erwärmung zu begünstigen (Abb. 6.4(b)), so ist weiterhin keine Abhängigkeit von der Laserleistung sichtbar. Die Messwerte liegen innerhalb des vorher bestimmten Fehlerbereiches. Mit steigender Laserleistung hat vor allem die Qualität der Messkurven nachgelassen, weshalb die Messung bei 300 mW abgebrochen wurde.

Die Messung mit einem intensitätsstarken Laser hat in diesem Aufbau keine reduzierende Wirkung auf die Sättigungsmagnetisierung. Da auch mit sehr hoher Laserleistung gemessen wurde, kann man, dass auch bei der Nutzung des BLS-Mikroskops keine thermisch induzierte Reduktion von  $M_s$  auftritt. Die mit dem polaren MOKE gemessene Sättigungsmagnetisierungen sind somit direkt für die BLS-Messungen verwendbar.

### 6.3 Messungen der Spinwellenfrequenz

Eine ausführliche Darstellung und Diskussion der kompletten Messergebnisse ist in unserem Artikel [104] oder der Dissertation von B. Obry [65] nachzulesen. Hier wird vor allem auf die Bedeutung der durch die Ionenimplantation reduzierten Sättigungsmagnetisierung eingegangen.

## Serie 1

In Abbildung 6.5 sind die Messungen der Spinwellenresonanzspektren (linke Spalte) der implantierten (nicht implantierten) Regionen, die mit dem BLS-Mikroskop detektiert wurden, dargestellt. Bei der Messung ist ein 30 mT Feld senkrecht zur Streifenachse angelegt. Die Spinwellenfrequenz wurde durch Anlegen von Mikrowellenströmen unterschiedlicher Frequenz durchgestimmt (blaue Linie). In der linken Spalte ist erkennbar, dass die Resonanzen im implantierten Bereich (rote Linie) im Gegensatz zu denen im nicht implantierten Bereich (blaue Linie) zu kleineren Frequenzen verschoben sind.

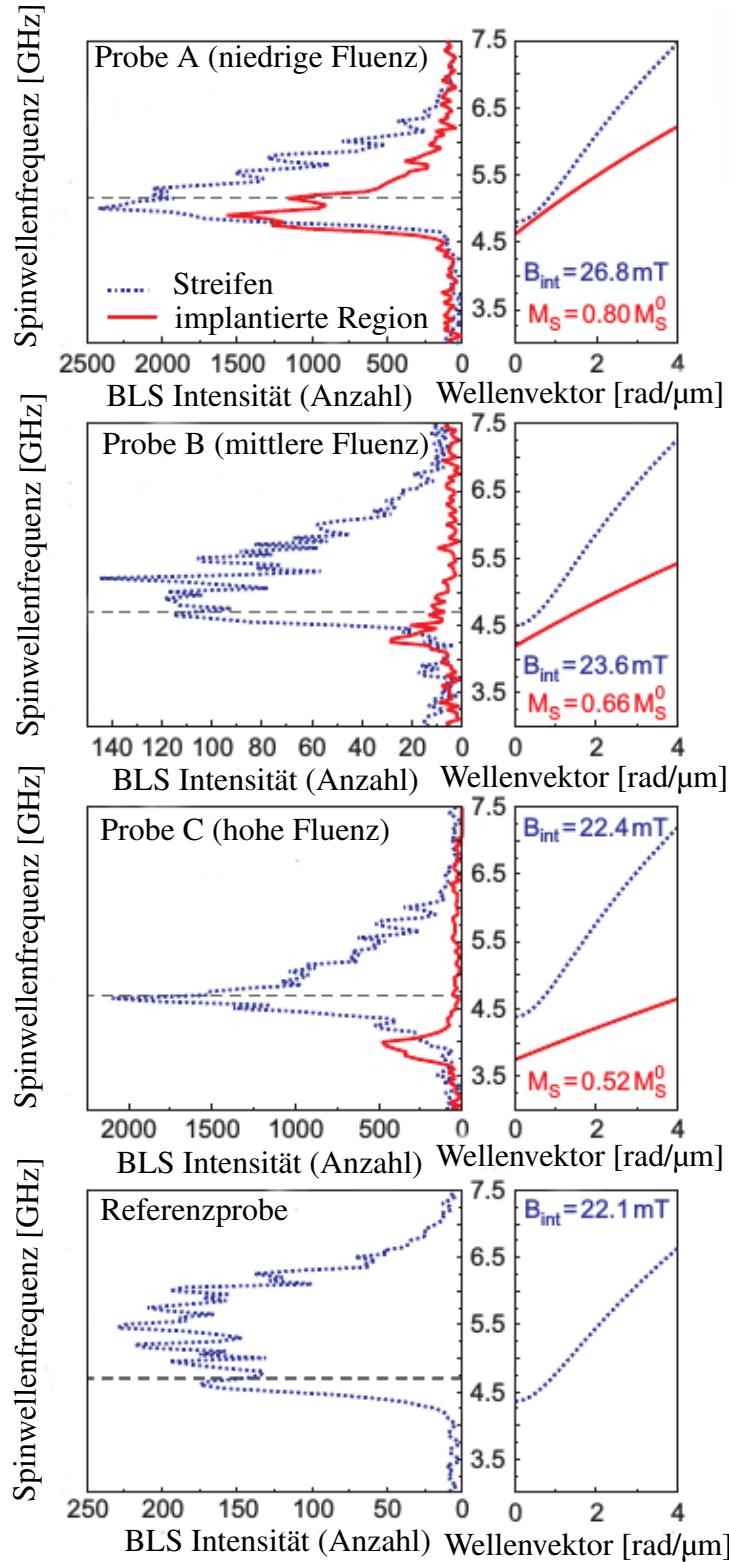
Die Spinwellendispersion wurde berechnet um den Einfluss der reduzierten Sättigungsmagnetisierung auf das interne Feld des Spinwellenleiters beurteilen zu können. Für die Berechnung (nach dem Prinzip in [110]) (Abb. 6.5 rechte Spalte) sind folgende Werte angenommen worden  $\gamma=28$  GHz/T,  $d=16$  nm,  $A = 1,6 \cdot 10^{-11}$  J/m und  $\mu_0 H_{ext} = 40$  mT. Durch Nutzung der Sättigungsmagnetisierung als Fitparameter in der Formel 6.1 kann man  $M_s$  bestimmen [111].

$$\nu_{FMR}(k=0) = \mu_0 \cdot \gamma \sqrt{H_{ext}(H_{ext} + M_s)} \quad (6.1)$$

Hierbei entspricht die ferromagnetische Resonanzfrequenz  $\nu_{FMR}$  der niederfrequenten Grenze des gemessenen Spinwellenspektrums. Die Sättigungsmagnetisierung des nicht implantierten Bereichs ist  $M_s^0 = 860$  kA/m bzw.  $\mu \cdot M_s^0 = 1,0836$  T. In Übereinstimmung mit den polaren MOKE-Messungen tritt eine Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung mit steigender Fluenz auf.

Wird die Sättigungsmagnetisierung ermittelt, kann man damit das innere Feld bestimmen. Dafür setzt man in Formel 6.1  $\mu_0 H_{ext} = B_{int} - B_{demag}$  ein. Das innere Feld nähert sich mit steigender Fluenz (sinkender Sättigungsmagnetisierung) dem Wert des Referenzwellenleiters an. Weil die Stärke des Streufeldes von den Streifenkanten proportional zur Differenz der Magnetisierung des implantierten Bereiches zum nicht implantierten Bereich ist, steigt das Streufeld wenn die Sättigungsmagnetisierung der implantierten Bereiche sinkt. Im Fall des Referenzwellenleiters ist die Magnetisierungsdifferenz maximal. Das innere Feld wird reduziert, weil mit steigendem Streufeld das Entmagnetisierungsfeld im Streifen steigt. Das Entmagnetisierungsfeld  $B_{demag}$  wirkt dem inneren Feld des nicht implantierten Streifens entgegen. Diese Erhöhung des Streufelds mit sinkendem  $M_s$  führt somit zu einer Verkleinerung des inneren Feldes.

Dadurch wurde gezeigt, dass man mit Ionenimplantation das innere Feld eines Wellenleiters beeinflussen kann. Eine weitere Verifizierung eben, dass die so erzeugten Wellenleiter nutzbar



**Abbildung 6.5:** Spinwellenresonanzspektren (linke Spalte) und berechnete Dispersionsrelationen (rechte Spalte) der Probenserie 1. Die gestrichelten (roten) Linien kennzeichnen die Messungen und Berechnungen für den Streifen (implantierte Region) der Probenserie 1. Messungen und Auswertung von Björn Obry, erschienen in unserem Artikel [104].



sind, ist der Nachweis, dass die Spinwellen sich nur in dem nicht implantierten Streifen ausbreiten.

In einer quantitative Betrachtung des Spinwellenleiters wurde festgestellt, dass das Ausbreitungsverhalten der Spinwellen unabhängig von der Spinwellenfrequenz ist (Messungen im Artikel [104]). Eine kontrollierte Ausbreitung der Spinwellen unabhängig von der Spinwellenfrequenz charakterisiert einen nutzbaren Spinwellenleiter.

## Serie 2

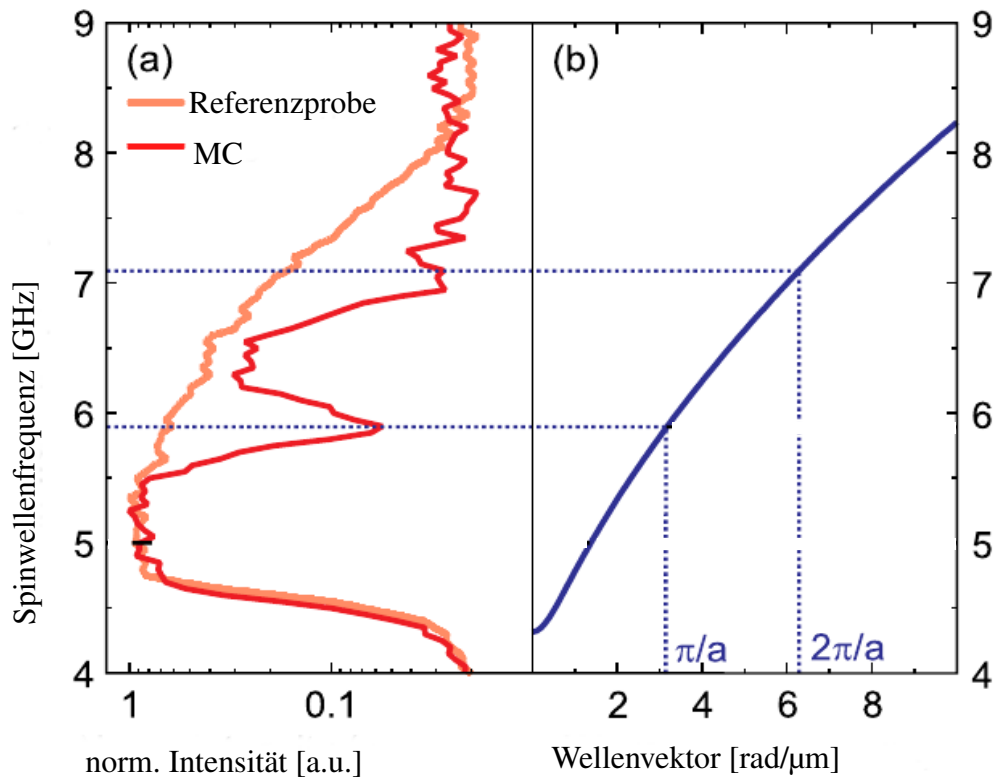
Von den vorher mit polarem MOKE charakterisierten Proben wurde die mit einer Fluenz von  $4,4 \times 10^{15} \text{ Cr}^+/\text{cm}^2$  bestrahlte Probe D für eine weitere Analyse ausgewählt. Bei dieser Probe ist die Sättigungsmagnetisierung auf 675 kA/m bzw.  $\mu_0 \cdot M_{s0} = 0,8505 \text{ T}$  und somit auf 93 % des ursprünglichen Wertes reduziert (Abb. 6.3(b)). Eine komplette Darstellung der Ergebnisse der BLS-Experimente an dieser Serie ist in unserem Artikel [105] oder in der Dissertation von B. Obry [65] nachzulesen. In der Probendarstellung (Abb. 6.1(b)) ist erkennbar, dass ein externes Feld von 30 mT senkrecht zur langen Achse des Wellenleiters anlag. Spinwellen wurden durch das Anlegen eines Stromes an die Mikrowellenantenne induziert (Abb. 6.1(b)).

In Abbildung 6.6 ist das mit dem BLS-Mikroskop gemessene Transmissionsspektrum gezeigt. Vergleicht man das Transmissionsspektrum des Referenzwellenleiters mit dem des durch Ionenstrahlen modifizierten Wellenleiter, erkennt man Bandlücken im Spektrum des magnonischen Kristalls (Abb. 6.6(a)). Der Grund ist, dass bei der Implantation sowohl  $M_s$  reduziert, als auch die Dämpfung erhöht wurde [92]. Es kommt somit zur Reflexion der Spinwellen zwischen implantierten und nicht implantierten Bereichen. Hierbei entsprechen die Positionen der Bandlücken der Bragg-Bedingung (s. Formel 2.6) für die künstlich erzeugte Gitterkonstante  $a = 1 \text{ }\mu\text{m}$ .

In Abbildung 6.6(b) ist wieder das Dispersionsspektrum analog zum Vorgehen bei der Probenserie 1 berechnet. Hier wurde für die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  der vorher mit polarem MOKE gemessene Wert benutzt und die Dicke der Schicht ist der Fitparameter. Die effektive Dicke des magnetischen Material ist unbekannt, da aufgrund der Implantation ein Schichtabtrag stattfinden kann und es möglich ist, dass magnetische Totschichten erzeugt werden. In der Probenserie 1 war es möglich mit AFM eine Dickenreduzierung von maximal 4,5 nm zu ermitteln [65]. Dieses ist aufgrund von Kanteneffekten bei der kleineren Strukturierung der Probenserie 2 nicht möglich.

Weitere Messung zeigen, dass Spinwellen im magnonischen Kristall eine geringere Propagationslänge im Vergleich zu Spinwellen im Referenzwellenleiter haben. Die modifizierte Propagationslänge der Spinwellen im ionenstrahlmodifizierten Material belegt, dass sich die Dämpfung erhöht hat. Das Auftreten von Bandlücken belegt, dass es sich um ein magnonisches Kristall handelt.

Es konnte gezeigt werden, dass man durch Implantation sowohl ein magnonisches Kristall als auch ein Spinwellenleiter herstellen kann.



**Abbildung 6.6:** (a) Normalisiertes Spinwellen Transmissionspektrum bei einem Feld von 30 mT des magnonischen Kristalls (rote Line) und der Referenzprobe (orange Line). (b) Berechnete Spinwellendispersion beim gleichen Feld für einen Wellenleiter der Breite  $4 \mu\text{m}$ . Die ersten beiden Bandlücken sind durch gepunktete Linien gekennzeichnet. Messungen und Auswertung von Björn Obry, modifiziert erschienen in unserem Artikel [104].



## 7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden drei verschiedene Möglichkeiten der Ionenimplantation zur magnetischen Modifikation unterschiedlicher Probensysteme untersucht. Bei dem ersten Probensystem handelt es sich um mit Ionen strukturiertes Permalloy. Durch die Implantation mit Chrom-Ionen in nur einem bestimmten Bereich konnte eine Streifenstruktur erzeugt werden. Diese manipuliert das Domänenverhalten, welches das AMR Verhalten bestimmt. Somit führt eine Strukturierung zu einer Manipulation des AMR. Es konnte nicht gezeigt werden, ob man durch die Struktur eine lineare Abhängigkeit des Widerstandes von der Feldstärke oder dem Feldwinkel erzielen kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig das simultane Messen von magnetischen Domänen und dem Magnetowiderstand erfolgreich umgesetzt. Dazu wurde ein spezieller Probenhalter entwickelt und die Messsoftware erweitert. Für die magnetischen Messungen wurde ein Kerrmikroskop genutzt. Damit ist es möglich die magnetischen Domänen direkt zu beobachten. Außerdem wurde dieses Mikroskop so erweitert, dass man durch eine Messung die kompletten quantitativen Bilder einer Ummagnetisierungskurve gewinnen kann. Mit Hilfe dieser Bilder und eines von mir geschriebenen Programms ist es erstmalig möglich, den AMR aus dem jeweiligen Bildabschnitt zu berechnen. Hierbei wurde eine gute Übereinstimmung zu den gemessenen Widerstandskurven gefunden.

Durch das Zusammensetzen von Streifenstrukturen, welche senkrecht und parallel zum Strom ausgerichtet sind, ist es möglich den AMR gezielt zu manipulieren. Wenn der Feldwinkel nicht entlang einer Streifenachse liegt, dann ist das AMR-Verhalten abhängig von der Streifenbreite.

Durch die Implantation wurde auch die Sättigungsmagnetisierung der implantierten Streifen gesenkt. Daraus folgt, dass die implantierten Streifen vor den nicht implantierten Streifen schalten. Sind diese Streifen schmal genug, so erhält man ein zweistufiges Schalten. Das zweistufige Schalten erzeugt eine Erhöhung des AMR. Ist die induzierte Anisotropie schwach, so dominiert die Austauschwechselwirkung. Daraus resultiert eine Vielzahl an asymmetrischen

AMR-Kurven, deren genauer Verlauf abhängig vom angelegten Feldwinkel ist.

Somit kann der AMR durch die Strukturierung auf vielfältige Weise beeinflusst werden. Er hängt von der Streifenbreite, Streifenausrichtung zum Strom, der Stärke der induzierten Anisotropie, dem angelegten Feldwinkel und der Sättigungsmagnetisierung ab. Die Kombination der Kerrmikroskopie mit der gleichzeitigen Widerstandsmessung an magnetischen Hybridproben hat es uns ermöglicht darüber neue Erkenntnisse zu gewinnen. Auch zukünftig ist die Messkombination von Interesse. Es gibt eine Kooperation mit einer Gruppe aus Großbritannien über Permalloy mit verschiedenen Zickzack Strukturen. An diesen Strukturen soll die Abhängigkeit des AMR von der jeweiligen Domänenkonfiguration untersucht werden. Eine genauere Kontaktierung speziell für kleine Probensysteme konnte mit Draht erreicht werden. Dadurch wird die Möglichkeit gegeben gezielt Strom an kleiner strukturierten Proben anlegen zu können. Um die Messempfindlichkeit des Widerstandes zu erhöhen, könnte man von Gleichstrommessung auf Wechselstrommessung wechseln. Dazu müsste das Programm geringfügig angepasst werden.

Bei dem zweiten untersuchten Probensystem handelte es sich um ein Speichermedium. Es wurde mittels MOKE und VSM gezeigt, dass man durch Ionenimplantation einen Anisotropiegradienten erzeugen kann. Dazu wurden verschiedene Co/Pd-Multilagen mit Argon-Ionen, Neon-Ionen oder Eisen-Ionen implantiert. Das Resultat ist ein Anisotropiegradient, wobei die oberen Schichten weichmagnetisch sind. Die exakte Form des Gradienten ist abhängig von der gewählten Fluenz, der Energie und der Ionenart. Mittels XRR konnte bewiesen werden, dass die Implantation eine Durchmischung der Co/Pd-Schichten erzeugt. Durch polare MOKE Messungen ist gezeigt wurden, dass diese durchmischten Schichten weichmagnetisch sind. FORC-Messungen belegen, dass es sich um ein *Exchange-Spring* Material handelt. Durch die Kopplung einer weichmagnetischen Schicht an eine hartmagnetische Schicht ist es möglich, dass bei einem reduzierten Schaltfeld die thermische Stabilität erhalten bleibt. Durch die Durchführung der Implantation mit anderen Ionensorten könnte man überprüfen, ob noch ein größer Anisotropiegradient erreichbar ist.

Bei dem dritten Probensystem konnte gezeigt werden, dass man durch die Nutzung von Chrom-Implantation in Permalloy die Sättigungsmagnetisierung reduziert. Durch diese magnetische Modifikation ist es möglich einen Wellenleiter für Spinwellen sowie einen magnonischen Kristall zu erzeugen.

Für den Spinwellenleiter ist gezeigt worden, dass aus einer reduzierten Sättigungsmagnetisierung ein reduziertes inneres Feld im nicht implantierten Streifen folgt. Die Spinwellen

---

breiten sich bei diesem Probenaufbau nur in dem nicht implantierten Bereich aus. Man erhält somit einen Spinwellenleiter durch die Implantation.

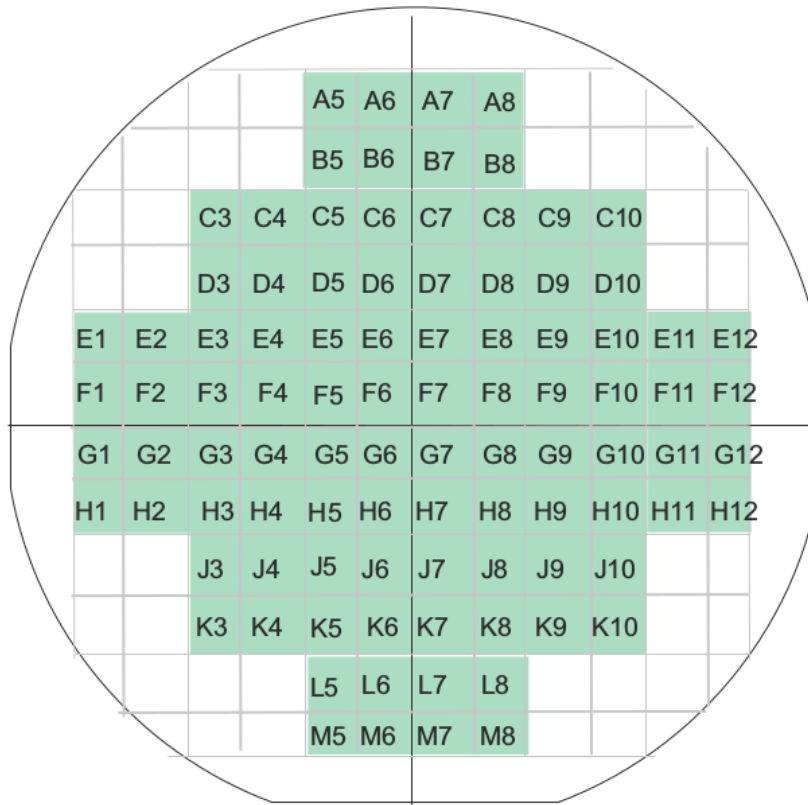
Durch die Strukturierung mittels Implantation mit Chrom-Ionen in Permalloy wurde ein magnonischer Kristall hergestellt. Die implantierten Bereiche haben eine reduzierte Sättigungsmagnetisierung und eine erhöhte Dämpfung. Die schmalen implantierten Streifen sind neben nicht implantierten Streifen angeordnet. Die dadurch erzeugten periodischen Änderungen der magnetischen Eigenschaften erzeugen Bandlücken im Spinwellenspektrum. Diese Bandlücken kennzeichnen einen magnonischen Kristall. Die Implantation von Ionen ermöglicht somit eine unkomplizierte Methode, einen magnonischen Kristall herzustellen. Da die Implantation ihre Nutzbarkeit für die Modifikation der Spinwellenleitung hiermit bewiesen hat, eröffnen sich zahlreiche Möglichkeiten dieses gezielt zu nutzen.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Methode der gezielten Materialveränderung durch Ionenimplantation auf vielfältige Weise erfolgreich angewendet werden: Dabei erfolgte eine Manipulation des AMR in einer magnetischen Hybridstruktur, es wurde ein magnetischer Anisotropiegradient in einem Speichermedium erzeugt, sowie die Herstellung eines Spinwellenleiters bzw. eines magnonischen Kristalls demonstriert.





## 8 Anhang



**Abbildung 0.1:** Anordnung der Proben laut Maske.

Im Anhang findet man als erstes die Anordnung der Hybridproben auf der Maske. Die Buchstaben und Nummern finden sich dann in der darauf folgenden tabellarischen Auflistung wieder. Abschließend sind drei verschiedenen Kerrmikroskopie und AMR Messungen an den Hybridproben dargestellt. Auf diese Messungen wurde sich im Ergebnis teil der Anisotropie-messungen bezogen wurden.

**Tabelle 0.1:** B1-Serie: Der implantierte Streifen hat eine konstante Breite bei 20  $\mu\text{m}$  und der nicht implantierte variiert in seiner Breite.

Name	Breite impl.[ $\mu\text{m}$ ]	Breite nicht impl. [ $\mu\text{m}$ ]
A5	20	30
A7	20	15
A8	20	10
G6	20	8
G7	20	5

**Tabelle 0.2:** B2-Serie: In dieser Serie hat der nicht implantierte Streifen eine konstante Breite.

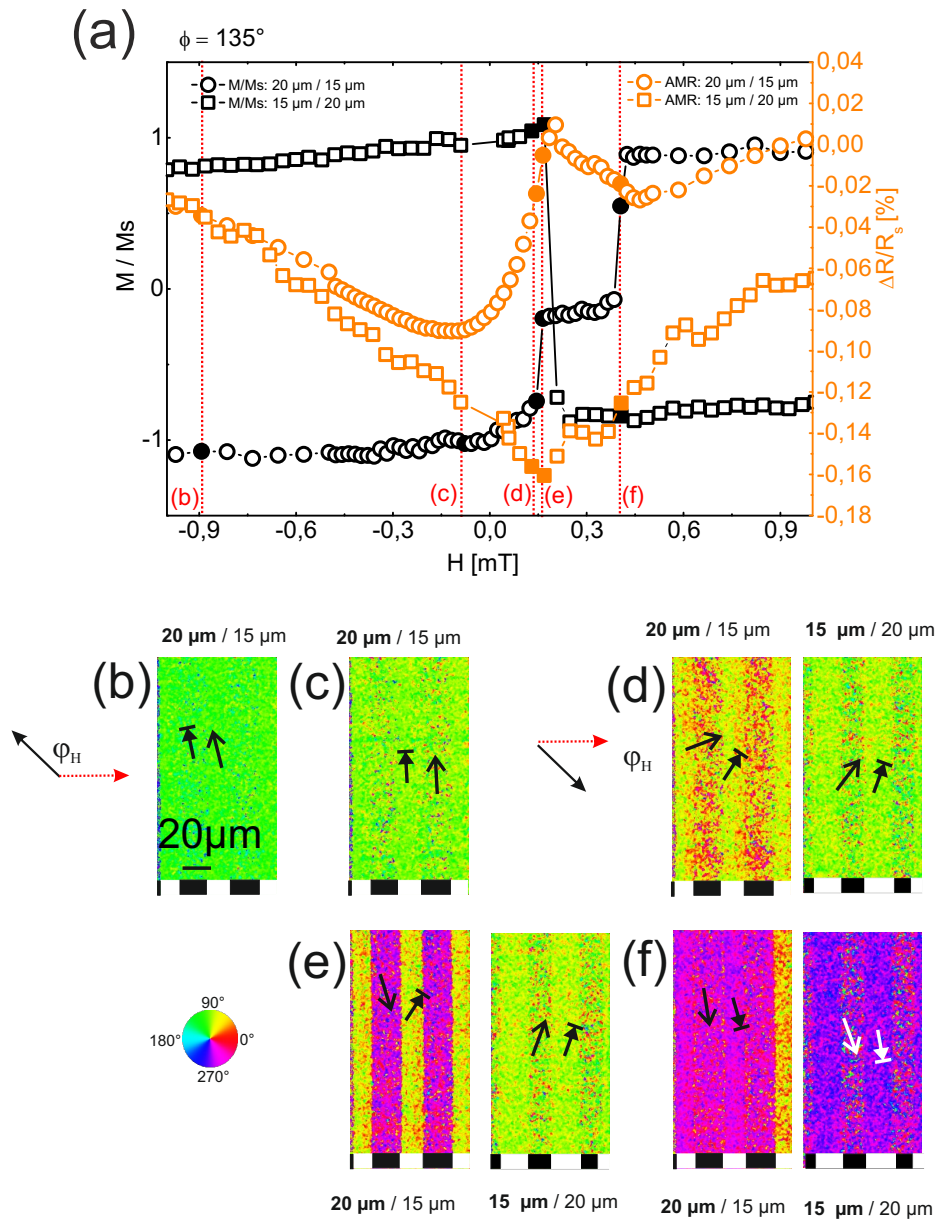
Name	Breite impl.[ $\mu\text{m}$ ]	Breite nicht impl.[ $\mu\text{m}$ ]
J3	30	20
J5	15	20
J6	10	20
J7	8	20
J8	5	20

**Tabelle 0.3:** C-Serie.

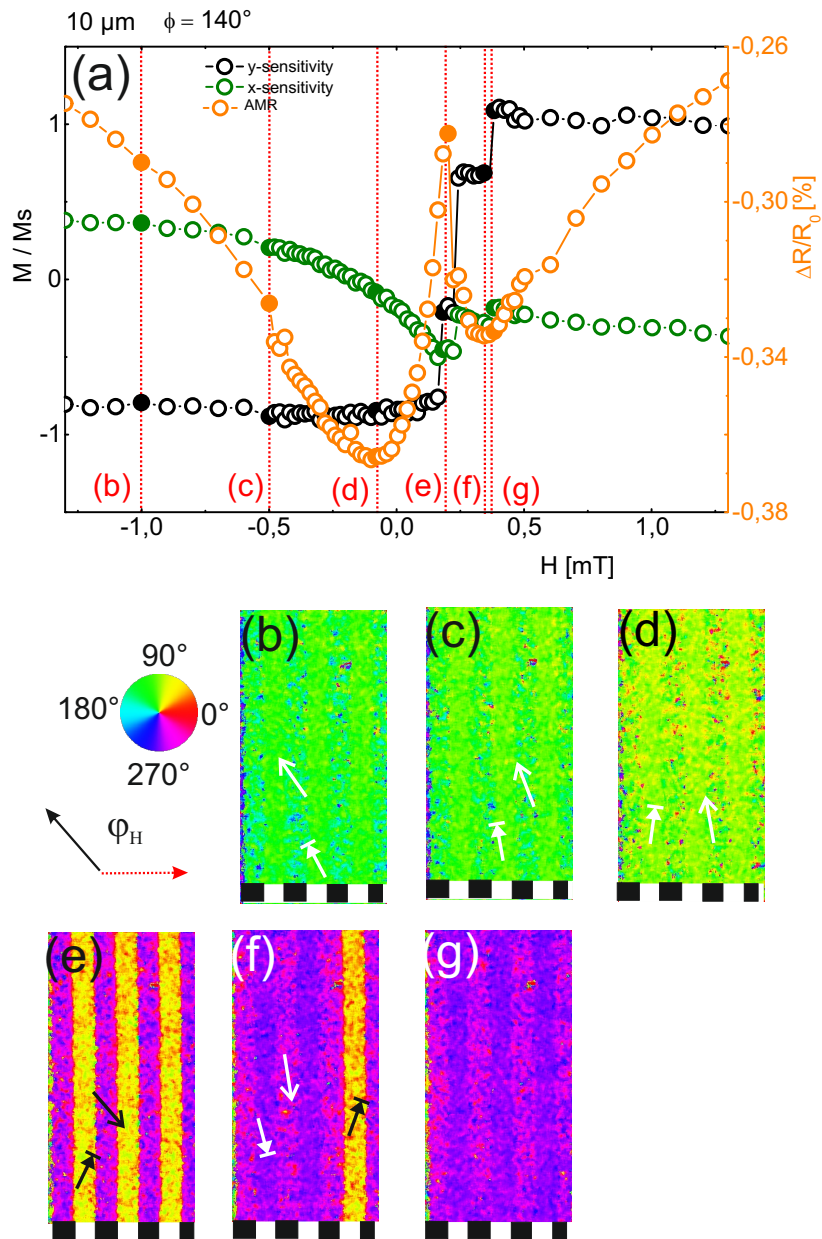
Name	Breite impl. [ $\mu\text{m}$ ]	Breite nicht impl. [ $\mu\text{m}$ ]
G8	22	22
G9	18	18
G10	16	16
G11	14	14
G12	12	12
E8	8	8

**Tabelle 0.4:** D Serie: Bei dieser Serie ist die Hälfte der Streifen parallel zum Strom ausgerichtet und die andere Hälfte senkrecht dazu.

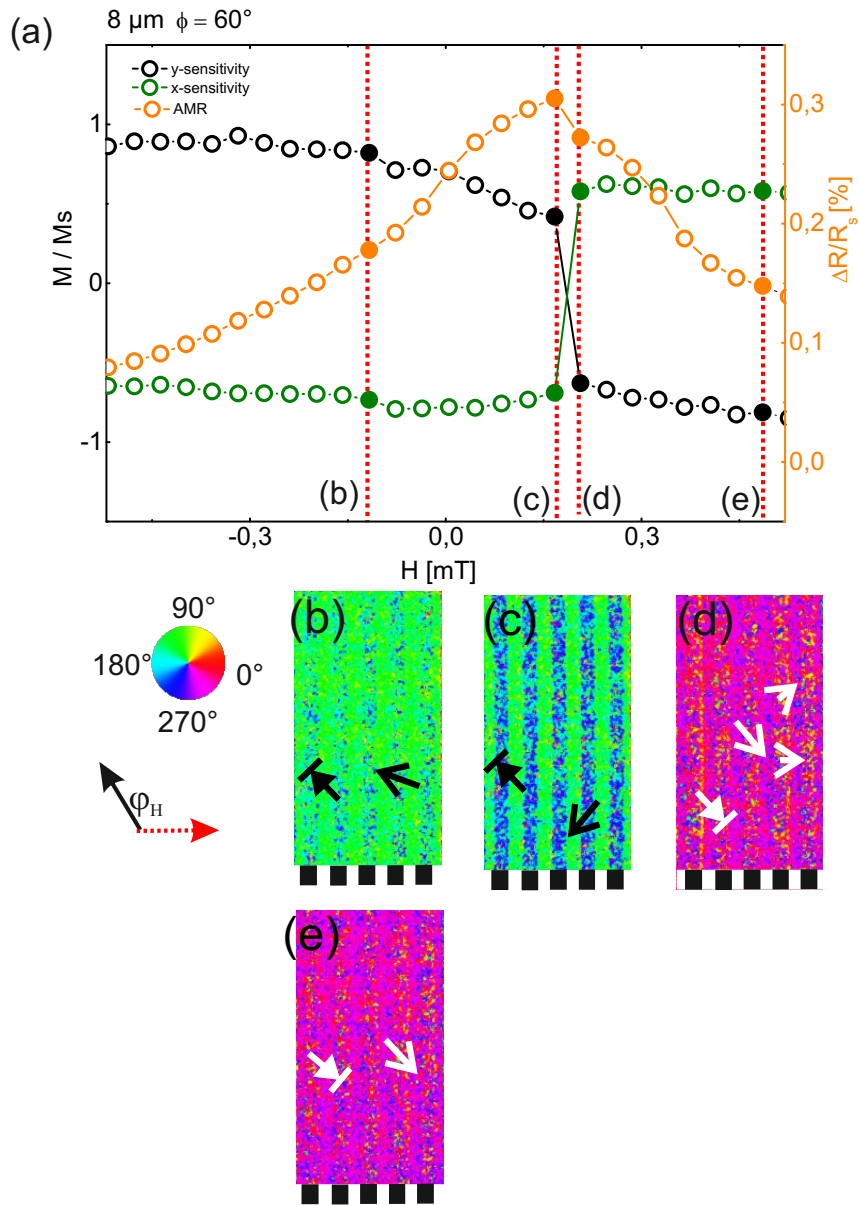
Name	Breite impl. [ $\mu\text{m}$ ]	Breite nicht impl. [ $\mu\text{m}$ ]
E9	20	20
E11	8	8
E12	2	2



**Abbildung 0.2:** Vergleich der Messung an einer ( $20 \mu\text{m}/15 \mu\text{m}$ ) Probe mit einer ( $15 \mu\text{m}/20 \mu\text{m}$ ) Probe.



**Abbildung 0.3:** Kerrmikroskopie und AMR-Messung an 10  $\mu\text{m}$  breiten Streifen mit Feldwinkel  $140^\circ$ .



**Abbildung 0.4:** Kerrmikroskopie und AMR-Messung an  $8 \mu\text{m}$  breiten Streifen mit Feldwinkel  $120^\circ$ .



# Literaturverzeichnis

- [1] DIETMAYER, K. C. J.: Magnetische Sensoren auf Basis des AMR-Effekts. *Technisches Messen* 68 (2001), S. 11
- [2] PETERSEN, A.: Drehzahlmessung mit magnetoresistiven Sensormodulen. *Elektronik* (1991), S. 78–81
- [3] RETTNER, C. T. ; ANDERS, S. ; THOMSON, T. ; ALBRECHT, M. ; IKEDA, Y. ; BEST, M. E. ; TERRIS, B. D.: Magnetic characterization and recording properties of patterned  $\text{Co}_{70}\text{Cr}_{18}\text{Pt}_{12}$  perpendicular media. *IEEE Trans. Magn.* 38 (2002), Nr. 4, S. 1725–1730
- [4] HAUET, T. ; DOBISZ, E. ; FLOREZ, S. ; PARK, J. ; LENGFIELD, B. ; TERRIS, B. D. ; HELLWIG, O.: Role of reversal incoherency in reducing switching field and switching field distribution of exchange coupled composite bit patterned media. *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009), S. 262504
- [5] URAZHDIN, S. ; DEMIDOV, V. E. ; ULRICH, H. ; KENDZIORCZYK, T. ; KUHN, T. ; LEUTHOLD, J. ; WILDE, G. ; DEMOKRITOV, S. O.: Nanomagnonic devices based on the spin-transfer torque. *Nature Nanotechnology* 9 (2014), S. 509–513
- [6] KHITUN, A.: Magnonic holographic devices for special type data processing. *J. Appl. Phys.* 113 (2013), Nr. 16
- [7] RÖTHLEIN, B.: *Ein neues Superhirn für künftige Supercomputer*. Version: aufgerufen: 8. 2015. <http://www.welt.de/wissenschaft/article143823535/Ein-neues-Superhirn-fuer-kuenftige-Supercomputer.html>
- [8] AHARONI, A.: *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford University Press, 2000
- [9] KNELLER, E.: *Ferromagnetismus*. Springer-Verlag, 1962
- [10] FASSBENDER, J. ; MCCORD, J.: Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation. *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008), Nr. 3-4, S. 579–596
- [11] HUBERT, A. ; SCHÄFER, R.: *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, 2000

- [12] BLUNDELL, S.: *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford university press, 2003
- [13] KITTEL, C.: Physical Theory of Ferromagnetic Domains. *Rev. Mod. Phys. Physics* 21 (1949), Nr. 4, S. 541–583
- [14] FILIPPOV, B.N. ; DUBOVIK, M.N. ; ZVEREV, V.V.: Numerical studies of micromagnetic configurations in stripes with in-plane anisotropy and low quality factor. *J. Magn. Magn. Mater.* 374 (2015), S. 600
- [15] MIDDELHOEK, S.: Domain walls in thin NiFe films. *J. App. Phys.* 34 (1963), Nr. 4, S. 1054–1059
- [16] BROWN JR., W.F. ; LABONTE, A.E.: Structure and energy of one-dimensional domain walls in ferromagnetic thin films. *J. Appl. Phys.* 36 (1965), Nr. 4, S. 1380–1386
- [17] FELDTKELLER, E. ; THOMAS, H.: Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten. *Physik der kondensierten Materie* 4 (1965), Nr. 1, S. 8–14
- [18] KERR, J.: Mechanism of formation of two-dimensional crystals from latex particles on substrates. *Philos. Mag.* 3 (1877), Nr. 19, S. 321–343
- [19] ARGYRES, P.N.: Theory of the Faraday and Kerr effects in ferromagnetics. *Phys. Rev.* 97 (1955), Nr. 1, S. 355
- [20] FULLERTON, E.E.: Exchange-spring behavior in epitaxial hard/soft magnetic bilayers. *Phys. Rev. B* 58 (1998), S. 12194
- [21] HAMRLE, J. ; BLOMEIER, S. ; GAIER, O. ; HILLEBRANDS, B. ; SCHNEIDER, H. ; JAKOB, G. ; POSTAVA, K. ; FELSER, C.: Huge quadratic magneto-optical Kerr effect and magnetization reversal in the Co<sub>2</sub>FeSi Heusler compound. *J. Phys. D: Appl. Phys* 40 (2007), S. 1563
- [22] RAVE, W. ; SCHAEFER, R. ; HUBERT, A.: Quantitative observation of magnetic domains with the magneto-optical Kerr effect. *J. Magn. Magn. Mater.* 65 (1987), Nr. 1, S. 7 – 14
- [23] MANTHEY, D.: *Orbitale*. Version: aufgerufen am 6. 2015. <http://www.orbitals.com>
- [24] THOMSON, W.: On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron. *Proc. Royal Soc. London* 8 (1857), S. 546



- [25] MCGUIRE, T. R. ; POTTER, R. I.: anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3D alloys. *IEEE Trans. Magn. MAG-11* (1975), Nr. 4, S. 1018–1038
- [26] MOTT, N. F.: Electrons in transition metals. *Adv. Phys.* 13 (1964), Nr. 51, S. 325
- [27] PIRAUX, L. ; DUBOIS, S. ; FERAIN, E. ; LEGRAS, R. ; OUNADJELA, K. ; GEORGE, J.M. ; MAURICE, J.L. ; FERT, A.: Anisotropic transport and magnetic properties of arrays of sub-micron wires. *J. Magn. Magn. Mater.* 165 (1997), S. 352 – 355
- [28] WEST, F.G.: Magnetoresistive measurements on domain rotation in nickel - Iron alloy films. *Nature* 188 (1960), Nr. 4745, S. 129–130
- [29] LEVY, P.M. ; ZHANG, S.: Resistivity due to domain wall scattering. *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), Nr. 25, S. 5110–5113
- [30] VIRET, M. ; VIGNOLES, D. ; COLE, D. ; COEY, J. M. D. ; ALLEN, W. ; DANIEL, D. S. ; GREGG, J. F.: Spin scattering in ferromagnetic thin films. *Phys. Rev. B* 53 (1996), Nr. 13, S. 8464–8468
- [31] TATARA, G. ; FUKUYAMA, H.: Resistivity due to a domain wall in ferromagnetic metal. *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), Nr. 19, S. 3773–3776
- [32] PATRA, A.K. ; VON BIEREN, A. ; KRZYK, S. ; RHENSIUS, J. ; HEYDERMAN, L.J. ; HOFFMANN, R. ; KLÄUI, M.: Magnetoresistance measurement of tailored Permalloy nanocontacts. *Phys. Rev. B* 82 (2010), Nr. 13
- [33] SEEMANN, K.M. ; GARCIA-SANCHEZ, F. ; KRONAST, F. ; MIGUEL, J. ; KAKAY, A. ; SCHNEIDER, C.M. ; HERTEL, R. ; FREIMUTH, F. ; MOKROUSOV, Y. ; BLÜGEL, S.: Disentangling the physical contributions to the electrical resistance in magnetic domain walls: A multiscale study. *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), Nr. 7
- [34] MAYADAS, A. F. ; J.F.JANAK ; A.GANGULEE: Resistivity of permalloy films. *J. App. Phys.* 45 (1974), Nr. 6, S. 2780–278
- [35] BOZORTH, R. M.: Magnetoresistance and domain theory of iron- nickel alloys. *Phys. Rev.* 70 (1946), S. 923–932,
- [36] MÖLLER, W.: *TRIDYN-HZDR*. Version: auferufen am 8. 2015. <http://www.hzdr.de/db/Cms?p0id=21578&pNid=0>
- [37] MÖLLER, W. ; ECKSTEIN, W.: Tridyn binary collision simulation of atomic collisions and dynamic composition changes in solids. *Comput. Phys. Commun.* 51 (1988), S. 355

- [38] MÖLLER, W. ; ECKSTEIN, W.: Tridyn A TRIM simulation code including dynamic composition changes. Nucl. Instr. Meth. Phys.B 2 (1984), S. 814
- [39] POSSELT, M.: *Crystal-TRIM*. Version: aufgerufen am 8. 2015. <http://www.hzdr.de/db/Cms?p0id=21576&pNid=0>
- [40] BIRSACK, J. P. ; HAGGMARK, L.: A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets. Nucl. Instr. and Meth. 174 (1980), S. 257–268
- [41] ZIEGLER, J. F. ; BIESACK, J. ; LITTMARK, U.: *The Stopping and Range of Ions in Matter*. Bd. 2. Pergamon Press, 1985
- [42] SERGA, A. A. ; CHUMAK, A. V. ; HILLEBRANDS, B: YIG magnonics. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010), Nr. 26, S. 264002
- [43] NIKITOV, S. A. ; THAILHADES, P. ; TSAI, C.S.: Spin waves in periodic magnetic structures - magnonic crystals. *J. Magn. Magn. Mater.* 236 (2001), S. 320–330
- [44] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2006
- [45] KIMMEL, P.: *Präparation lateral strukturierter magnetischer Schichten mittels Laser-Interferenz-Lithographie*, TU Kaiserslautern, Diplomarbeit, 1997
- [46] KOSTYLEV, M. P. ; SERGA, A. A. ; SCHNEIDER, T. ; NEUMANN, T. ; LEVEN, B. ; HILLEBANDS, B. ; STAMPS, R. L.: Resonant and nonresonant scattering of dipole-dominated spin waves from a region of inhomogeneous magnetic field in a ferromagnetic film. *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 184419
- [47] KRUGLYAK, V. V. ; DEMOKRITOV, S. O. ; GRUNDLER, D: Magnonics. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010), Nr. 26, S. 264001
- [48] BOLTE, M. ; STEINER, M. ; PELS, C. ; BARTHELMESS, M. ; KRUSE, J. ; MERKT, U. ; MEIER, G. ; HOLZ, M. ; PFANNKUCHE, D: Magnetotransport through magnetic domain patterns in permalloy rectangles. *Phys. Rev. B* 72 (2005), Nr. 22
- [49] HASSEL, C. ; STIENEN, S. ; ROUMLMER, F. M. ; MECKENSTOCK, R. ; DUMPICH, G. ; LINDNER, J.: Resistance of domain walls created by means of a magnetic force microscope in transversally magnetized epitaxial Fe wires. *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009), Nr. 3, S. 032504
- [50] NAM, C.: Formation and detection of 360° domain walls in Co rings. *JKPS* 63 (2013), Nr. 3, S. 441–444
- [51] MANAGO, T. ; KANAZAWA, K. ; KERA, T.: Magneto-resistance of NiFe nanowire with zigzag shape. *J. Magn. Magn. Mater.* 321 (2009), Nr. 15, S. 2327–2330

- [52] PORTIER, X.: In-Situ Magnetoresistance Measurements on Spin Valve Elements Combined with Lorentz Transmission Electron Microscopy. *IEEE Transactions on Magnetics* 33 (1997), Nr. 5 PART 2, S. 3574–3579
- [53] OSTEN, J. ; LENZ, K. ; HENSCHKE, A. ; LINDNER, J. ; FASSBENDER, J.: Simultaneous measurement of anisotropic magnetoresistance and observation of magnetic domains by Kerr microscopy. *Rev. Sci. Instrum.* 85 (2014), S. 123701
- [54] HOFE, T. von ; URS, N. O. ; MOZOONI, B. ; JANSEN, T. ; KIRCHHOF, Ch. ; BUEGLER, D. E. ; QUANDT, E. ; MCCORD, J.: Dual wavelength magneto-optical imaging of magnetic thin films. *Appl. Phys. Lett.* 103 (2013), Nr. 14
- [55] MCCORD, J.: Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy. *Journal of Physics D: Applied Physics* 48 (2015), Nr. 33
- [56] STÖHR, J.: Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopy. *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999), S. 470–497
- [57] RÖÖLAND: *Vibrating Sample Magnetometer - sample holder and detection mechanism*. Version: aufgerufen am 8. 2015. [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/f2/VSM\\_en.svg](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/f2/VSM_en.svg)
- [58] FONER, S.: Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer. *Rev. Sci. Instrum.* 30 (1959), Nr. 7, S. 548
- [59] HOLY, V. ; KUBENA, J. ; OHLIDAL, I. ; LISCHKA, K. ; PLOTZ, W.: X-ray reflection from rough layered systems. *Phys. Rev. B* 47 (1993), S. 15896–15903
- [60] PIKE, C. R. ; ROBERTS, A. P. ; VEROSUB, K. L.: Characterizing interactions in fine magnetic particle systems using first order reversal curves. *J. Appl. Phys.* 85 (1999), Nr. 9, S. 6660
- [61] MAYERGOYZ, I.D.: *Mathematical Models of Hysteresis*. Springer-Verlag, 1991
- [62] DAVIES, J. E. ; HELLWIG, O. ; FULLERTON, E. E. ; JIANG, J. S. ; BADER, S. D. ; ZIMANYI, G. T. ; LIU, K.: Anisotropy dependence of irreversible switching in Fe/SmCo and FeNi/FePt exchange spring magnet films. *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), Nr. 26, S. 262503
- [63] SCHULTHEISS, H.: *Kohärenz und Dämpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen*, TU Kaiserslautern, Diss., 2010

- [64] SEBASTIAN, T. ; SCHULTHEISS, K. ; OBRY, B. ; HILLEBRANDS, B. ; SCHULTHEISS, H.: Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale. *FrPhy* 3 (2015), Nr. 35
- [65] OBRY, B.: *Design der Spinwellen durch eine magnetische Strukturierung ein- und zweidimensionaler Systeme*, TU Kaiserslautern, Diss., 2013
- [66] FASSBENDER, J. ; STRACHE, T. ; LIEDKE, M. O. ; MARKO, D. ; WINTZ, S. ; LENZ, K. ; KELLER, A. ; FACSKO, S. ; MOENCH, I. ; MCCORD, J.: Introducing artificial length scales to tailor magnetic properties. *New J. Phys.* 11 (2009)
- [67] NAGURA, H ; SAITO, K ; TAKANASHI, K ; FUJIMORI, H: Influence of third elements on the anisotropic magnetoresistance in permalloy films. *J. Magn. Magn. Mater.* 212 (2000), Nr. 1-2, S. 53–58
- [68] FELDTKELLER, E. ; LIESK, W.: 360° Wände in magnetischen Schichten. *Z. angew. Phys.* 14 (1962), S. 195–199
- [69] HEYDERMAN, L. J. ; NIEDOBA, H. ; GUPTA, H. O. ; PUCHALSKA, I. B.: 360° and 0° walls in Multilayer Permalloy films. *J. Magn. Magn. Mat.* 96 (1991), S. 125
- [70] KLÄUI, M.: Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures. *J. Phys. Condens. Matter* 20 (2008), Nr. 31
- [71] KLÄUI, M ; VAZ, C A F. ; LOPEZ-DIAZ, L ; BLAND, J A C.: Vortex formation in narrow ferromagnetic rings. *J. Phys.: Condens. Matter* 15 (2003), Nr. 21, S. R985
- [72] MARTIN, N. ; MOENCH, I. ; SCHAEFER, R. ; FASSBENDER, J. ; SCHULTZ, L. ; MCCORD, J.: Influence of dipolar energy on the magnetization reversal in magnetization-modulated thin film systems: Model and experiment. *Phys. Rev. B* 83 (2011), Nr. 17
- [73] MCCORD, J. ; SCHULZE, L. ; FASSBENDER, J.: Hybrid Soft Magnetic Lateral Exchange Spring Films Prepared by Ion Irradiation. *Adv. Mater.* 20 (2008), S. 2090
- [74] KÖRNER, M.: *Morphology induced Magnetic Phenomena Studied by Broadband Ferromagnetic Resonance*, TU Dresden, Diss., 2013
- [75] AHARONI, A.: Demagnetizing factor for rectangular ferromagnetic prisms. *J. Appl. Phys.* 83 (1997), Nr. 6
- [76] STILLE, U.: Der Entmagnetisierungsfaktor und Entelektrisierungsfaktor für Rotationsellipsoide. *Archiv für Elektrotechnik* 38 (1944), Nr. 3, S. 91

- [77] MATTHEIS, R. ; RAMSTÄCK, K. ; MCCORD, J.: Formation and Annihilation of Edge Walls in Thin-Film Permalloy Strips. *IEEE Transactions on Magnetics* 33 (1997), Nr. 5 PART 2, S. 3993–3995
- [78] SAMOFALOV, V. N. ; LUKASHENKO, L. I.: Features of Remagnetization Processes In Stripes of Multilayer Films With Crossed Easy Axes of Magnetization and Prospects of Their Applications. *J. Magn. Magn. Mat.* 128 (1993), Nr. 3, S. 354–360
- [79] BEGUIVIN, A. ; CORTE-LEON, H. ; MANZIN, A. ; NABAEI, V. ; KRZYSTECZKO, P. ; SCHUMACHER, H.W. ; PETIT, D. ; COWBURN, R.P. ; KAZAKOVA, O.: Simultaneous magnetoresistance and magneto-optical measurements of domain wall properties in nanodevices. *J. Appl. Phys.* 115 (2014), Nr. 17
- [80] AKERMAN, J. ; MUAOZ, M. ; MAICAS, M. ; PRIETO, J.L.: Selective injection of magnetic domain walls in Permalloy nanostripes. *J. Appl. Phys.* 115 (2014), Nr. 18
- [81] BOGART, L.K. ; ATKINSON, D.: Domain wall anisotropic magnetoresistance in planar nanowires. *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009), Nr. 4
- [82] ANDREEV, S. ; DIMITROVA, P.: Anisotropic-magnetoresistance integrated sensors. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* 7 (2005), Nr. 1, S. 199–206
- [83] JOHNSON, M.T. ; BLOEMEN, P.J.H. ; BROEDER, F.J.A. den ; VRIES, J.J.: Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Rep.Prog.Phys.* 59 (1996), S. 1409
- [84] HELLWIG, O. ; HAUET, T. ; THOMSON, T. ; DOBISZ, E. ; RISNER-JAMTGAARD, J. D. ; YANEY, D. ; TERRIS, B. D. ; FULLERTON, E. E.: Coercivity tuning in Co/Pd multilayer based bit patterned media. *Appl. Phys. Lett.* 95 (2009), S. 232505
- [85] GREENE, P. K. ; OSTEN, J. ; LENZ, K. ; FASSBENDER, J. ; JENKINS, C. ; ARENHOLZ, E. ; ENDO, T. ; IWATA, N. ; LIU, K.: Tuning perpendicular anisotropy gradient in Co/Pd multilayers by ion irradiation. *Appl. Phys. Lett.* 105 (2014), S. 072401
- [86] DEPLA, D. ; LEROY, W.P.: Magnetron sputter deposition as visualized by Monte Carlo modeling. *Thin Solid Films* 520 (2012), Nr. 20, S. 6337–6354
- [87] SWANN, S.: Film thickness distribution in magnetron sputtering. *Vacuum* 38 (1988), Nr. 8-10, S. 791–794
- [88] HAUET, T. ; HELLWIG, O. ; PARK, S.-H. ; BEIGNE, C. ; DOBISZ, E. ; TERRIS, B. D. ; RAVELOSONA, D.: Influence of ion irradiation on switching field and switching field distribution in arrays of Co/Pd-based bit pattern media. *Appl. Phys. Lett.* 98 (2011), S. 172506

- [89] CHOI, C. ; HONG, D. ; GAPIN, A. I. ; JIN, S.: Control of M-H loop shape in perpendicular recording media by ion implantation. *IEEE Trans. Magn.* 43 (2007), Nr. 6, S. 2121–2123
- [90] XIAO, John Q. ; LIU, K. ; CHIEN, C. L.: Effects of Ar-Ion implantation and annealing on structural and magnetic properties of Co/Pd multilayers. *J. App. Phys.* 76 (1994), S. 6082
- [91] DEMOKRITOV, S.O. ; BAYER, C. ; POPPE, S. ; RICKART, M. ; FASSBENDER, J. ; HILLEBRANDS, B. ; KHOLIN, D.I. ; KREINES, N.M. ; LIEDKE, O.M.: Control of interlayer exchange coupling in Fe/Cr/Fe trilayers by ion beam irradiation. *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), Nr. 9, S. 097201/1–097201/4
- [92] FASSBENDER, J. ; MCCORD, J.: Control of saturation magnetization, anisotropy, and damping due to Ni implantation in thin Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> layers. *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), Nr. 25, S. 252501
- [93] KING, J.A. ; GANGULY, A. ; BURN, D.M. ; PAL, S. ; SALLABANK, E.A. ; HASE, T.P.A. ; HINDMARCH, A.T. ; BARMAN, A. ; ATKINSON, D.: Local control of magnetic damping in ferromagnetic/non-magnetic bilayers by interfacial intermixing induced by focused ion-beam irradiation. *Appl. Phys. Lett.* 104 (2014), Nr. 24, S. 242410
- [94] KIRBY, B. J. ; WATSON, S. M. ; DAVIES, J. E. ; ZIMANYI, G. T. ; LIU, K. ; SHULL, R. D. ; BORCHERS, J. A.: Direct observation of magnetic gradient in Co/Pd pressure-graded media. *J. Appl. Phys.* 105 (2009), S. 07C929
- [95] KIRBY, B. J. ; DAVIES, J. E. ; LIU, K. ; WATSON, S. M. ; ZIMANYI, G. T. ; SHULL, R. D. ; KIENZLE, P. A. ; BORCHERS, J. A.: Vertically graded anisotropy in Co/Pd multilayers. *Phys. Rev. B* 81 (2010), S. 100405(R)
- [96] GREENE, P.K. ; KIRBY, B.J. ; LAU, J.W. ; BORCHERS, J.A. ; FITZSIMMONS, M.R. ; LIU, K.: Deposition order dependent magnetization reversal in pressure graded Co/Pd films. *Appl. Phys. Lett.* 104 (2014), Nr. 15, S. 152401
- [97] DAVIES, J.E. ; HELLWIG, O. ; FULLERTON, E.E. ; DENBEAUX, G. ; KORTRIGHT, J.B. ; LIU, K.: Magnetization reversal of Co/Pt multilayers: Microscopic origin of high-field magnetic irreversibility. *Phys. Rev. B* 70 (2004), Nr. 22, S. 224434–1
- [98] SUESS, D.: Multilayer exchange spring media for magnetic recording. *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), Nr. 11, S. 113105
- [99] SUESS, D. ; LEE, J. ; FIDLER, J. ; SCHREFL, T.: Exchange-coupled perpendicular media. *J. Magn. Magn. Mater.* 321 (2009), S. 545

- [100] FULLERTON, E.E. ; JIANG, J.S. ; BADER, S.D.: Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets. *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999), Nr. 1-3, S. 392–404
- [101] CHUMAK, A.V. ; VASYUCHKA, V.I. ; SERGA, A.A. ; HILLEBRANDS, B.: Magnon spintronics. *Nature Physics* 11 (2015), Nr. 6, S. 453–461
- [102] KOSTYLEV, M.P. ; SERGA, A.A. ; SCHNEIDER, T. ; LEVEN, B. ; HILLEBRANDS, B.: Spin-wave logical gates. *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005), S. 153501
- [103] KLINGLER, S. ; PIRRO, P. ; BRÄCHER, T. ; LEVEN, B. ; HILLEBRANDS, B. ; CHUMAK, A.V.: Design of a spin-wave majority gate employing mode selection. *Appl. Phys. Lett.* 105 (2014), S. 152410
- [104] OBRY, B. ; MEYER, T. ; PIRRO, P. ; BRÄCHER, T. ; LÄGEL, B. ; NEB, R. ; OSTEN, J. ; STRACHE, T. ; FASSBENDER, J. ; HILLEBRANDS, B.: Microscopic magnetic structuring of a spin-wave waveguide by ion implantation in a  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  layer. *Appl. Phys. Lett.* 102 (2013), S. 022409
- [105] OBRY, B. ; PIRRO, P. ; BRÄCHER, T. ; CHUMAK, A. i V. ; OSTEN, J. ; CIUBOTARU, F. ; SERGA, A. A. ; FASSBENDER, J. ; HILLEBRANDS, B.: A micro-structured ion-implanted magnonic crystal. *Appl. Phys. Lett.* 102 (2013), S. 202403
- [106] DAMON, R.W. ; ESHBACH, J. R.: Magnetostatic modes of a ferromagnetic media. *J. Phys. Chem. Solids* 19 (1961), Nr. 308
- [107] MARKO, D. ; STRACHE, T. ; LENZ, K. ; FASSBENDER, J. ; KALTOFEN, R.: Determination of the saturation magnetization of ion irradiated Py/Ta samples using polar magneto-optical Kerr effect and ferromagnetic resonance. *Appl. Phys. Lett.* 96 (2010), S. 022503
- [108] ROSHCHUPKINA, O.D. ; STRACHE, T. ; MCCORD, J. ; MÜCKLICH, A. ; BÄHTZ, C. ; GRENZER, J.: Structural modifications of thin magnetic Permalloy films induced by ion implantation and thermal annealing: A comparison. *Acta Materialia* 74 (2014), S. 278 – 284
- [109] LENK, B.: *Beobachtung von Damon-Eshbach-Moden mittels Femtosekundenspektroskopie*, Georg-August-Universität Göttingen, Diplomarbeit, 2009
- [110] KALINIKOS, B. A. ; SLAVIN, A. N.: Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *J. Phys. Condens. Matter* 19 (1986), Nr. 35, S. 7013

- [111] KITTEL, C.: On the theory of ferrromagnetic resonance absorption. Phys, Rev. 155 (1948)



# Veröffentlichungen

## Artikel

- K. Potzger, **J. Osten**, A. A. Levin, A. Shalimov, G. Talut, H. Reuther, S. Arpaci, D. Bürger, H. Schmidt, T. Nestler, und D. C. Meyer  
“Defect-induced ferromagnetism in crystalline SrTiO<sub>3</sub>”  
J. Magn. Magn. Mater., 323 (2011), 1551
- B. Obry, P. Pirro, T. Brächer, A.V. Chumak, **J. Osten**, F. Ciubotaru, A. Serga Alexander, J. Fassbender, und B. Hillebrands  
“ A micro-structured ion-implanted magnonic crystal”  
Appl. Phys. Lett., **102** (2013), 202403
- B. Obry, T. Meyer, P. Pirro, T. Brächer, B. Lägél, R. Neb, **J. Osten**, T. Strache, J. Fassbender, und B. Hillebrands  
“Microscopic magnetic structuring of a spin-wave waveguide by ion implantation in a Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> layer”  
Appl. Phys. Lett., **102** (2013), 022409
- P. K. Greene, **J. Osten**, K. Lenz, J. Fassbender, C. Jenkins, E. Arenholz, T. Endo, N. Iwata, N. und K. Liu  
“Tuning perpendicular anisotropy gradient in Co/Pd multilayers by ion irradiation”  
Appl. Phys. Lett. **105** (2014), 072401
- **J. Osten**, K. Lenz, A. Henscke, J. Lindner und J. Fassbender  
“Simultaneous measurement of anisotropic magnetoresistance and observation of magnetic domains by Kerr microscopy”  
Rev. Sci. Instrum., **85** (2014), 123701

## Vorträge

- “Simultaneous measurement of AMR and observation of magnetic domains”  
77. DPG-Jahrestagung und DPG-Frühjahrstagung, 10.-15.03.2013, Regensburg

- “Simultaneous measurement of AMR and observation of magnetic domains in stripe-patterned permalloy”  
IEEE International Magnetism Conference Intermag, 04.-08.05.2014, Dresden
- “Simultaneous measurement of AMR and observation of magnetic domains in stripe-patterned permalloy”  
Physikerinnentagung, 16.-19.10.2014, Dresden
- “Simultaneous measurement of AMR and observation of magnetic domains with dual Kerr microscopy”  
79. DPG-Jahrestagung und DPG-Frühjahrstagung, 15.-20.03.2015, Berlin

## Posters

- “Defect-induced ferromagnetism in crystalline SrTiO<sub>3</sub>”  
75. DPG-Jahrestagung und DPG-Frühjahrstagung, 13.-18.03.2011, Dresden
- “Tailoring perpendicular anisotropy in Co/Pd multilayers by ion irradiation”  
76. DPG-Jahrestagung und DPG-Frühjahrstagung, 25.-30.03.2012, Berlin
- “Tailoring perpendicular anisotropy in Co/Pd multilayers by ion irradiation”  
MRS Spring Meeting and Exhibit, 09.-13.04.2012, San Francisco

1

---

<sup>1</sup>M. Langer hat den DPG Beitrag 2013 für mich als Elternzeitvertretung gehalten. Alle anderen Beiträge habe ich selbst gehalten.

# Danksagung

- Vielen Dank an Prof. Dr. Jürgen Faßbender, der mir die Möglichkeit gab dieses Thema am HZDR zu bearbeiten, und für die Übernahme des Erstgutachtens.
- Vielen Dank an Prof. Dr. Jeffrey McCord für die Übernahme des Zweitgutachtens und die fachliche Diskussion, sowie die duale Kerrmikroskop-Idee.
- Vielen Dank an Dr. Kilian Lenz für die Unterstützung, Betreuung, Motivation und das Korrekturlesen.
- Vielen Dank an Andreas Henschke und die Forschungswerkstatt für die Konstruktion und das Bauen des Probenhalters für die Messung des Magnetowiderstandes.
- Vielen Dank an Franziska Nierobisch und Gunter Winkler für die Implantationen der Proben.
- Vielen Dank an Claudia Neisser für das Aufbringen und Entwickeln der Maske.
- Vielen Dank an Jürgen Linder für das Interesse an meiner Arbeit.
- Der Magnetismusgruppe großes Dankeschön für das gute Arbeitsklima, Tischkickerunden, gemeinsames Mittag und ihr Interesse an dem Projekt.
- Peter Greene, Elke Arenholz und Björn Obry vielen Dank für die erfolgreiche Kooperation.
- Vielen Dank an Dr. Helmut Schultheiß für die Hilfe bei der Umsetzung der dualen Kerrmikroskope und das Korrekturlesen.
- zusätzlich vielen Dank für das Korrekturlesen an folgende Personen: Dr. Martha Scheffler, Dr. Katrin Schultheiß, Dr. Björn Obry, Dr. Kerstin Bernert und meinen Eltern.
- Meiner liebevollen chaotischen Familie, insbesondere meinen zwei Söhnen und meinem Mann gilt besonderer Dank. Ohne euch wäre diese Zeit nur halb so schön gewesen.
- Außerdem bedanke ich mich bei der save me Dresden Gruppe, den Paten und den von Ihnen betreuten Flüchtlingen. Ihr wart ein wichtiger sozialer Ausgleich in dieser Zeit.



# Erklärung

Diese Dissertation wurde am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf e. V. unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. Jürgen Faßbender angefertigt.

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich versichere weiterhin, dass bislang keine Promotionsverfahren stattgefunden haben.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften an der Technischen Universität Dresden vom 23.02.2011 an.

Dresden, 24. Februar 2016

---

(Julia Osten)